



 光电信息科学与工程类专业规划教材

光学测试技术

刘 承 张登伟 张彩妮 等编著 杨国光 主审



电子工业出版社

PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY <http://www.phei.com.cn>

光电信息科学与工程类专业规划教材

光学测试技术

刘 承 张登伟 张彩妮 等编著

杨国光 主审

電子工業出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京·BEIJING

内 容 简 介

本书从基本原理出发,着重阐述各种物理量的光学测试技术、方法和手段,选材上既注重基础理论性更着重实用性和先进性,是学习、掌握先进的精密测试技术的一本入门教材和技术实用书籍。本书包括 6 章内容,分别为绪论、光干涉技术、光衍射技术、光调制及扫描技术、光纤传感技术和光纳米传感与测量技术。附录 A 主要讲述光信号的探测方法及其相应电信号的处理方法,以供读者参考使用。本书可作为光电工程专业、测试计量技术及仪器,以及光学工程、精密仪器、控制与测量等专业的本科及研究生教材,也是工程技术与科研人员的有益参考书。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有,侵权必究。

图书在版编目(CIP)数据

光学测试技术 / 刘承等编著. —北京: 电子工业出版社, 2013.6

光电信息科学与工程类专业规划教材

ISBN 978-7-121-20194-3

I. ①光… II. ①刘… III. ①光学仪器—测试技术—高等学校—教材 IV. ①TH740.6

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2013)第 077292 号

责任编辑: 韩同平 特约编辑: 张庆杰

印 刷:

装 订:

出版发行: 电子工业出版社

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编: 100036

开 本: 787×1092 1/16 印张: 20 字数: 550 千字

印 次: 2013 年 6 月第 1 次印刷

印 数: 2 500 册 定价: 49.90 元

凡所购买电子工业出版社图书有缺损问题, 请向购买书店调换。若书店售缺, 请与本社发行部联系, 联系及邮购电话: (010) 88254888。

质量投诉请发邮件至 zltz@phei.com.cn, 盗版侵权举报请发邮件至 dbqq@phei.com.cn。

服务热线: (010) 88258888。

前 言

利用光学进行精密测试，一直是测试技术领域中的重要方法。由于光学测试方法具有非接触性，高灵敏性，高精度性，以及光学图像的二维、三维计量性，相关性，实时性等独特优点，使得光学测试技术在工业、农业、国防、军事、医学及空间科学等领域得到非常广泛的应用。

本书以光学测试技术为中心，全面介绍了光学测试技术的基础理论、测量原理、方法及特点，着重介绍实际应用中的光学测试技术，起点较低，容易入门，又不缺乏测试技术的先进性、全面性和实用性。本书以突出光学基础理论，并紧密结合实际应用，力求体现近年来光学测试技术领域的最新成果和发展动态。

本书共 6 章，其中绪论概括了光学测试技术的研究内容、特点、系统组成、研究现状、测试方法的选择及其发展方向等内容；第 1 章主要介绍与光的干涉相关的测试技术，包括光干涉的基本原理、双光束干涉技术、多光束干涉技术、剪切干涉技术、外差干涉技术、全息干涉技术、激光散斑干涉技术等，并给出相应技术的应用；第 2 章主要介绍与光的衍射相关的测试技术，包括光衍射的原理、经典的光衍射测量技术、光栅衍射技术、微系统中的衍射技术及莫尔条纹技术等；第 3 章主要介绍光调制及光扫描技术，包括光的调制原理、常用调制解调技术、光扫描技术、激光多普勒技术等；第 4 章主要介绍光纤传感技术，包括强度调制型光纤传感器、相位调制型光纤传感器、波长调制型光纤传感器、偏振态调制型光纤传感器、光纤光栅传感器及光纤传感器的复用技术等；第 5 章主要介绍光纳米传感与测量技术，包括倏逝波原理及传感技术、表面等离子共振技术及应用、近场光学探测技术及应用等。附录 A 主要介绍光信号的探测方法及其相应电信号的处理方法，以供读者参考使用。本书可作为光电工程专业、测试计量技术及仪器专业，以及光学工程、精密仪器、控制与测量等专业的本科及研究生教材，也是工程技术与科研人员的有益参考书。

本书由浙江大学刘承教授等编著，由杨国光教授担任主审。绪论和第 3 章由刘承编写，第 1 章由张彩妮编写，第 2 章由黄腾超编写，第 4 章由王冬云编写，第 5 章由张登伟编写。光学惯性中心的所有老师都为本书的写作提供了支持、所有研究生都为本书付出了劳动，在此表示感谢。同时感谢电子工业出版社的约稿及编辑出版工作。本书在编写过程中，参阅了大量的国内外文献，这些研究成果使得本书内容更加丰富，在此向有关作者表示感谢。

由于编者知识有限，经验不足，因此本书在取材和编写上肯定会有不妥甚至错误之处，敬请广大读者批评指正（seaskyzdw@zju.edu.cn）。

编著者

目 录

绪论 光学测试技术概述	(1)
0.1 光学测试技术的特点	(1)
0.2 光学测试系统的组成	(2)
0.3 光学测试技术的现状	(3)
0.4 光学测试方法的选择	(5)
0.5 光学测试技术的发展方向	(7)
练习与思考题	(7)
本章参考文献	(7)
第 1 章 光干涉技术	(8)
1.1 光干涉的基础理论	(8)
1.1.1 相干光场的性质	(8)
1.1.2 光的干涉条件	(10)
1.1.3 干涉条纹的对比度	(11)
1.1.4 干涉条纹的形状与间隔	(14)
1.2 双光束干涉技术	(15)
1.2.1 平行平板双光束干涉	(15)
1.2.2 等厚干涉与斐索干涉仪	(16)
1.2.3 泰曼-格林干涉仪	(17)
1.2.4 马赫-曾德尔干涉仪	(18)
1.2.5 数字干涉仪	(19)
1.3 多光束干涉技术	(25)
1.3.1 平行平板的多光束干涉条纹	(26)
1.3.2 法布里-珀罗干涉仪	(28)
1.3.3 应用法布里-珀罗干涉仪测光谱线的精细结构	(29)
1.3.4 应用法布里-珀罗干涉仪比较波长	(30)
1.4 剪切干涉技术	(31)
1.4.1 波面剪切的形成	(31)
1.4.2 剪切干涉测量原理	(32)
1.4.3 剪切干涉仪及其应用	(33)
1.5 外差干涉技术	(35)
1.5.1 外差干涉技术的提出	(35)
1.5.2 产生激光外差干涉的途径	(35)
1.5.3 外差干涉测长原理	(36)
1.5.4 激光测振仪	(37)
1.6 全息干涉技术	(39)
1.6.1 全息干涉基本原理	(40)
1.6.2 全息干涉技术及应用	(40)
1.6.3 激光全息干涉测量技术的应用	(44)
1.7 激光散斑干涉技术	(47)

1.7.1	散斑及其形成的原理	(47)
1.7.2	散斑的性质	(48)
1.7.3	散斑照相测量原理	(50)
1.7.4	散斑干涉测量技术	(51)
1.7.5	散斑剪切干涉术	(58)
1.7.6	散斑干涉测量的应用	(62)
	练习与思考题	(64)
	本章参考文献	(64)
第2章	光衍射技术	(65)
2.1	激光衍射测量理论	(65)
2.1.1	衍射的分类	(65)
2.1.2	菲涅耳衍射	(66)
2.1.3	夫琅禾费衍射	(70)
2.1.4	激光衍射测量技术	(76)
2.2	微光学中的光衍射理论	(82)
2.2.1	标量衍射理论	(83)
2.2.2	矢量衍射理论	(89)
2.3	衍射光学元件	(99)
2.3.1	衍射光栅	(99)
2.3.2	衍射光的控制与效率	(100)
2.3.3	衍射光栅的应用	(103)
2.4	Talbot 效应及其应用技术	(106)
2.4.1	Talbot 效应原理	(106)
2.4.2	Talbot 效应的应用	(114)
2.5	莫尔条纹技术	(116)
2.5.1	条纹形成原理	(116)
2.5.2	衍射干涉原理	(117)
2.5.3	莫尔条纹的特点	(118)
2.5.4	莫尔条纹光学系统的构成与分类	(120)
2.5.5	莫尔条纹测试技术应用	(121)
	练习与思考题	(127)
	本章参考文献	(128)
第3章	光调制解调及扫描技术	(129)
3.1	光调制技术	(129)
3.2	常用光调制技术	(132)
3.2.1	光强度的空间调制技术	(132)
3.2.2	光强度的时间调制技术	(134)
3.2.3	光的频率调制技术	(140)
3.2.4	光的相位调制技术	(149)
3.2.5	光的偏振态调制技术	(152)
3.3	调制信号的解调技术	(154)
3.3.1	调幅信号的解调	(154)
3.3.2	调相信号的解调与相敏检波	(155)

3.4	光扫描技术	(156)
3.4.1	光扫描技术原理	(156)
3.4.2	光强衍射扫描技术	(158)
3.4.3	相位调制扫描技术	(159)
3.4.4	白光扫描干涉技术	(162)
3.5	激光多普勒技术	(165)
3.5.1	激光多普勒效应	(166)
3.5.2	差动多普勒技术	(167)
3.5.3	激光多普勒测速技术	(168)
	练习与思考题	(176)
	本章参考文献	(176)
第4章	光纤传感技术	(178)
4.1	光纤原理与结构	(178)
4.1.1	光纤结构原理	(178)
4.1.2	光纤模式与传输	(179)
4.1.3	光纤中的偏振	(185)
4.2	光纤传感的概念与类别	(187)
4.2.1	光纤传感的定义及特点	(187)
4.2.2	光纤传感系统的组成	(187)
4.2.3	光纤传感系统的分类	(190)
4.2.4	调制原理分类	(191)
4.3	强度调制型光纤传感技术	(193)
4.3.1	介质的吸收特性	(193)
4.3.2	透射式强度调制型光纤传感技术	(194)
4.3.3	光波模式强度调制型光纤传感技术	(194)
4.3.4	光吸收型强度调制型光纤传感技术	(195)
4.4	波长调制型光纤传感技术	(196)
4.4.1	黑体辐射波长调制技术	(196)
4.4.2	荧光波长调制技术	(197)
4.5	相位调制型光纤传感技术	(198)
4.6	偏振态调制型光纤传感技术	(200)
4.6.1	磁光效应	(200)
4.6.2	磁光调制技术	(201)
4.6.3	溶液旋光性	(201)
4.7	传光型光纤传感技术	(202)
4.7.1	光纤微弯传感技术	(202)
4.7.2	光纤辐射传感技术	(204)
4.8	干涉型光纤传感技术	(205)
4.8.1	光纤迈克耳孙干涉仪	(206)
4.8.2	光纤马赫-曾德尔 (Mach-Zehnder) 干涉仪	(206)
4.8.3	光纤萨格纳克干涉仪	(208)
4.8.4	光纤法布里-珀罗干涉仪	(212)
4.9	光纤布拉格光栅传感技术	(214)

4.9.1	光纤布拉格光栅的原理	(214)
4.9.2	光纤布拉格光栅的应变特性	(215)
4.9.3	光纤布拉格光栅的温度传感特性	(216)
4.9.4	光纤光栅传感系统的基本组成	(218)
4.9.5	光纤光栅传感器的敏感性	(218)
4.9.6	光纤光栅温度与应变交叉敏感特性	(219)
4.9.7	光纤光栅传感器的波长解调技术	(220)
4.9.8	光纤光栅传感器应用技术	(222)
4.10	传感器的复用技术	(224)
4.10.1	光纤传感器网络的一般形式	(224)
4.10.2	点传感器的复用技术	(225)
4.10.3	分布式传感技术	(228)
	练习与思考题	(232)
	本章参考文献	(232)
第 5 章	光纳米传感与测量技术	(234)
5.1	纳米光学与纳米测量概述	(234)
5.2	倏逝波原理与传感技术	(235)
5.2.1	倏逝波原理	(235)
5.2.2	基于倏逝波的传感技术	(238)
5.3	表面等离子体共振技术	(240)
5.3.1	SPR 技术原理	(240)
5.3.2	SPR 技术的应用	(245)
5.3.3	SPR 传感器的性能	(251)
5.4	近场光学探测技术	(252)
5.4.1	近场光学原理	(252)
5.4.2	光子隧道理论	(256)
5.4.3	近场探测技术	(258)
5.4.4	近场扫描光学显微镜的应用	(261)
5.4.5	其他的纳米级测试方法	(266)
5.5	光纳米传感技术的发展方向	(275)
5.5.1	亚波长光学元件技术	(275)
5.5.2	MOEMS 技术	(276)
	练习与思考题	(279)
	本章参考文献	(279)
附录 A	光探测及信号处理技术	(281)
A.1	光信号探测技术	(281)
A.2	模拟电信号调理技术	(296)
A.3	数字信号处理技术	(307)
	练习与思考题	(311)
	参考文献	(311)

绪论 光学测试技术概述

0.1 光学测试技术的特点

凡是利用光学原理进行精密测量的技术，都称为光学测试技术。计量(Metorlogy)、测量(Measurement)、检验(Inspection)与测试(Measuring and Testing)这四个名词对初学者来说，往往相互混淆，特别是光学计量、光学测量、光学检验与光学测试这四个主题词更容易被认为是一件事。实际上其研究的目标与内涵是不尽相同的，仅在研究领域与研究方法上有一定交叉和重叠而已。一般来说，计量泛指对物理量的标定、传递与控制；测量泛指各种物理量与技术参数的获取方法；检验泛指产品质量的评估技术与方法；而测试则是测量、试验与检验的总称，侧重于方法与技术的研究，而不是产品质量的标定技术研究。光学计量是指基于光学基本原理，利用光学方法实现对物理量的标定、传递与控制；光学测量是指利用光学方法实现对各种物理量与技术参数的获取；光学检验是指利用光学技术与方法对产品质量进行评估；光学测试是指利用光学方法对产品进行测量、试验及检验，侧重于方法与技术的研究，而不单单是产品质量的标定技术研究，研究过程中采用的是光学的方法与技术，而不是采用传统的非光学方法。光学测试技术的主要研究领域如表 0-1 所示。

表 0-1 光学测试技术的研究领域

领域名称	主要内容
光干涉技术	双光束干涉技术，共路干涉技术，切剪干涉技术，外差及零差干涉技术，多光束干涉技术，白光干涉技术
光衍射技术	间隙衍射技术，反射衍射技术，衍射互补技术，全场衍射测量，波分复用技术
光全息技术	全息干涉，全息等高线技术，多频全息技术，计算机全息，实时全息技术
莫尔技术	莫尔条纹技术，莫尔等高线技术，拓扑技术
光散斑技术	客观散斑技术，散斑干涉技术，散斑剪切技术，白光散斑技术，电子散斑技术
光调制技术	幅度调制技术，光强调制技术，频率调制技术，相位调制技术，电光调制技术，声光调制技术，磁光调制技术，机械调制技术
光扫描技术	激光扫描，外差扫描，扫描定位，扫描频谱法，无定向扫描，三维扫描
光纤与波导技术	功能型光纤传感技术，非功能型光纤传感技术，分布式光纤技术，光纤灵巧结构
激光多普勒技术	多普勒测速，差动多普勒技术，激光多普勒技术
光学纳米技术	扫描激光显微技术，光子隧道显微技术，激光力显微技术，原子力显微技术，近场探测技术
光学成像技术	光放大技术，CCD 成像技术，PSD(位置传感器)技术，自准直技术，光扫描技术，图像处理技术
光度与色度技术	发光与分光测量，光度与照度测量，颜色评价，色度测量，生理光学
光谱技术	棱镜光谱技术，光栅光谱技术，拉曼光谱技术，原子吸收光谱技术，激光荧光光谱，激光原子吸收光谱，微区光谱，光声光谱
光电探测技术	光电与光电倍增技术，摄像技术，红外技术，微光技术
光散射技术	拉曼散射，米氏散射，布里渊散射，偏振散射
其他光物理技术	Talbot 效应，薄膜技术，频谱技术

随着傅里叶光学、激光技术、光波导技术、数字技术、计算机技术，以及二元光学(Binary Optics)和微光学(Microoptics)的发展，光学测试技术正走向微型化、集成化、经济化、自动测量化，而处理器的高速发展使得光学测试的实时性越来越高。促使光学测试技术更

上一个层次，成为当前科学技术、工业生产的眼睛，是保证科学技术、工业生产日新月异发展的主要高新技术之一。

光学测试技术能够适应当前科学和工业技术领域高灵敏度、高效率、自动化的测试要求，实现了计量上的三维性、实时性和相关性。进入 20 世纪 80 年代，又提出了亚微米、纳米级精度的测试要求，产生了无损检测、在线光学诊断等新技术。

利用光学进行精密测试，一直是计量测试技术领域中的主要方法。由于光学测试方法的非接触性、高灵敏度性和高精度性，而在现代科学研究、现代技术、工业生产、空间技术及国防技术中得到广泛应用，成为一种无法取代的技术。特别是激光技术、微电子技术与计算机技术的发展，使光学测试技术得到长足的发展。现代光学测试技术的主要特点如表 0-2 所示。

表 0-2 现代光学测试技术主要特点

主要特点	表现形式	应用领域
非接触性	液面测量、柔性或弹性表面测量、高温表面测量、远距离监测、微深孔等特殊测量	精密计量、遥感测量、远距测量、无接触力测量、图像测量
高灵敏度	达到微米甚至纳米量级的灵敏度；实时监测微变形、微振动、微位移	超精密测量、在线检测、纳米测量
高精度	测量精度 1nm~10μm；任意形状	精密计量测试、无损检测、参数测定
三维性	任意距离；任意表面状态	3D 测量
快速性	光电测量；扫描方式；CCD 图像方式	故障诊断、在线检测
实时性	数字方式；反馈控制测量	质量监控、生产自动化

0.2 光学测试系统的组成

光学测试系统的组成原理方框图如图 0-1 所示。

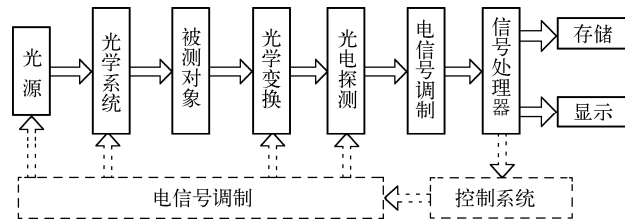


图 0-1 光学测试系统的组成原理方框图

(1) 光源

光源是光学测试系统中必不可少的环节，在大部分系统中需要选择一定辐射功率、一定波长范围及一定发光空间分布的光源，并以此光源发出的光束作为携带待测信息的载体。光源可以是人工光源，如 LED、LD、白光光源等，也可以是自然光源，如太阳光、人体的辐射光等，还可以是其他非光物理量通过某些效应转换出的发光体，如荧光质等。

(2) 光学系统

光学系统的功能是实现对光源发出光束的采集、放大与调制，以适应对被测物体的测量。光学系统通常由若干个光学元件(如透镜、棱镜、反射镜等)组成。而每个光学元件都是由表面为球面、平面或非球面的具有一定折射率的介质构成的。光纤或波导也是组成光学系统的光学元件，由于光纤柔韧性好、易弯曲等特点，在很多场合已经大量使用。

(3) 被测对象

被测对象即被测物理量，是千变万化的。可以是位移、速度、加速度、角度、角速度、流速、轮廓、重力、振动、磁场、电流、温度等，这些物理量通过某些光学变换方法，将光源发

出的光束进行调制,使得光束携带与以上物理量有关的信息,形成待检测的光信号。

(4) 光学变换

光载波与被测对象相互作用,将被测物理量利用反射、吸收、折射、干涉、衍射、偏振等各种光学效应,加载到光载波上,将被测物理量转换为光的参量(如振幅、频率、相位、偏振态、传播方向等),光载波携带上被检测对象的特征信息,形成待检测的光信号。光通过被测对象这一环节,能否使光束准确地携带上所要测量的信息,是决定所设计测试系统好坏的关键。

(5) 光电探测

经过光学变换后的携带被测物理量的光载波还只是光信号,由于当前对光信号还没有办法直接处理,因此,需要将具有被测物理量信息的光信号进行光电转换。当前,对光信号进行转换的探测器有很多种,常用的有光电检测器件、光电摄像器件、光电热敏器件等。

(6) 电信号调理

将转换后的光信号变成电信号,运用各种电路处理方法,实现解调、滤波、整形、判向、细分等;最后还可能需要利用信号处理器对该电信号进行软件处理。当前信号处理器发展十分迅猛,具有强大的数字信号处理能力,将转换后的电信号变成数字信号有利于采用软件对信号进行处理。电信号调理中一般包括信号的流压转换(一般探测器输出的是电流信号)、放大、滤波、模数转换或压频转换,最后输出相应的数字信号。

(7) 信号处理、存储、显示及控制

信号处理器能实现对信号的复杂运算,有时需要将运算后的结果进行长时间存储,以便进行后端分析。为了便于进行光学测试,还经常将测量得到的结果实时显示出来,以提高光学测试的效率或实现在线监测。

为了提高光学测试系统的稳定性和精度,在很多应用场合需要对系统中的光源、光学系统、光学变换、光电探测等环节进行控制,控制的方法是通过闭环系统实现对光信号的补偿,以减小系统各个环节的各种漂移和提高系统环境适应性,并实现自动化测量。

0.3 光学测试技术的现状

人类利用自然界存在的光线进行计量与测试最早是在天文和地理领域。自从望远镜和显微镜出现以来,光学与精密机械结合,使许多传统的光学计量与测试仪器广泛用于各级计量部门及大地测量部门。目前随着激光器的出现和傅里叶光学的形成,特别是激光技术与微电子技术、计算机技术的结合,出现了光机电算一体化的光学测试技术,其发展现状如图 0-2 所示。图 0-2 的光机电算金字塔中,塔顶的三角形顶点是光学,即光学是这个基本体系中的原理基础,而精密机械、电子技术与计算机技术构成塔底三角形,是光学测试技术的支撑基础。表 0-3 是 2003—2007 年全球光电产业金字塔中各组成产业产值的大致比例,到 2009 年全世界光电产业的产值达到 3 500 亿美元^[2]。实际上在工业中采用光学测试技术所产生的效益,远比这个统计值要高。近十年来工程领域的加工精度已经达到 10~100nm 的水平,这对测量技术提出了更高的要求,迫切需要开拓新的手段,因此,先后出现了各种纳米测量显微镜。例如,突破衍射极限的近场光学扫描显微镜和利用原子自己的相互作用力研制的原子力

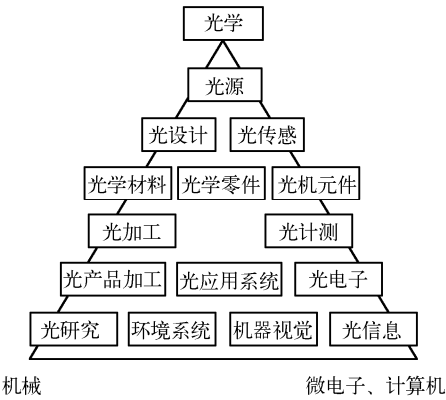


图 0-2 光学产业发展现状

表 0-3 2003—2007 年全球光电产业主要产品产值(单位: 百万美元)

领 域	产品/年份	2003	2004	2005	2006	2007	平均增长率/%
光 电 半 导 体 元 件	LED	4 819	5 949	7 376	9 147	11 343	24
	LD	3 071	3 401	3 840	4 469	5 243	12
	CCD	2 626	3 418	3 800	4 189	4 536	15
	CIS	234	257	273	290	308	7
	CMOS	459	851	1 018	1 144	1 236	28
	太阳能电池	2 593	3 474	4 511	5 935	7 751	31
	小计	13 802	17 350	20 818	25 174	30 417	22
光 电 平 板 显 示 器	TN/STN-LCD	5 347	5 745	5 574	5 093	4 567	-4
	TFT-LCD	32 980	48 362	55 693	66 012	71 596	21
	LED 显示屏	699	730	760	787	814	4
	PDP	2 822	4 334	6 150	8 610	11 830	43
	VFD	598	602	607	611	615	1
	OLED	220	483	484	579	704	34
	Microdisplay	1 480	2 116	2 937	3 587	3 911	28
	小计	44 146	62 371	72 205	85 280	94 037	21
光 输 出 输 入 装 置	扫描仪	929	849	815	810	805	-4
	条形码扫描仪	2 042	1 915	1 796	1 680	1 566	-6
	激光打印机	9 940	9 757	9 696	9 655	9 686	-1
	传真机	3 620	3 525	3 426	3 265	3 111	-4
	复印机	12 746	12 775	13 362	14 000	14 266	3
	数位相机	10 455	12 500	13 900	15 000	15 500	10
	小计	39 732	41 321	42 995	44 410	44 894	3
光 学 存 储	消费性光驱	26 461	25 852	26 276	27 237	27 993	1
	信息用光驱	10 843	9 948	10 085	10 237	10 338	-1
	可录型光驱	3 139	4 133	4 979	5 676	5 893	17
	预录型光驱	7 116	6 593	6 813	6 475	6 445	-2
	小计	47 558	46 526	48 153	49 625	50 669	2
光 通 信	光纤	986	1 559	1 848	1 978	2 116	21
	光缆	5 665	5 865	6 107	6 697	7 367	7
	光通信组件	2 264	2 409	2 753	3 485	4 500	19
	光通信设备类	13 484	15 575	16 421	17 180	18 177	8
	小计	22 399	25 408	27 129	29 340	32 160	9
其 他	精密光电组件	6 854	8 130	9 757	11 220	12 342	16
	激光器	1 837	1 966	2 104	2 198	2 297	6
	小计	8 691	10 096	11 861	13 418	14 639	14
合计		176 328	203 072	223 160	247 246	266 816	11

显微镜, 以及根据原子力显微镜的思路, 开发出的激光力显微镜、静电力显微镜等, 这些仪器都可以达到纳米甚至亚纳米级的分辨率。而微电子技术的问世, 在使计算机技术突飞猛进的同时, 也使光学测量技术有了更为广阔的应用空间。微机电系统要求有微型测量装置, 因此, 微型光、机、电测试系统也成了一个新的研究方向。科学技术的进步推动了光学测试技术的发展, 而新型光学测试系统的出现又为科学技术的发展注入了新鲜的血液。因此光学测试技术是现代科学、国家现代化建设和人民生活中不可缺少的高新技术, 是光、机、电、计算机相结合的高新技术, 是最具潜力的信息技术之一, 对国民经济的发展具有巨大的推动作用。

现代光学测试技术学科支撑系统现状见图 0-3。

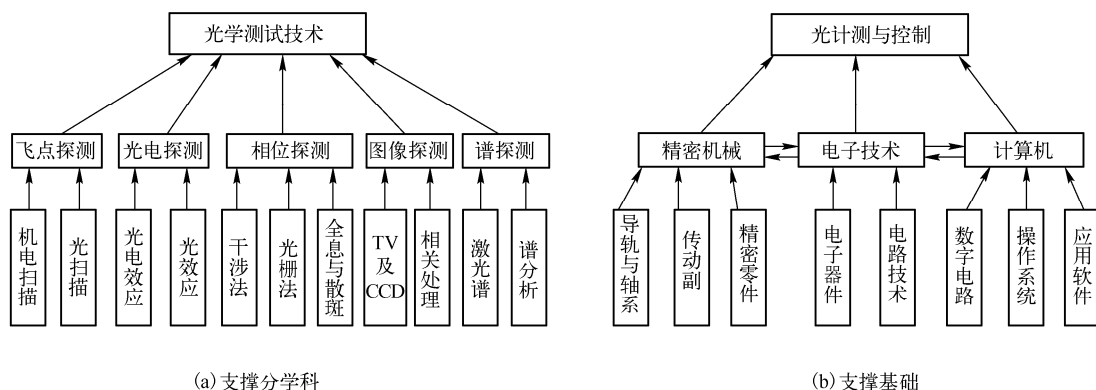


图 0-3 光学测试技术的学科支撑系统现状

由图 0-3 可以看出, 从原理上说现代光学测试技术的现状主要体现为 5 点:

- (1) 从主观光学发展成为客观光学, 也就是用光电探测器来取代人眼这个主观探测器, 提高了测试精度与测试效率;
- (2) 用激光这个单色性、方向性、相干性、稳定性都极好的光源来取代常规光源, 获得方向性极好的实际光线, 用于各种光学测量上;
- (3) 从光机结合的模式向光机电算一体化的模式转换, 实现测量与控制的自动化、智能化;
- (4) 要求测量的量限范围和波段范围不断扩大, 量限将向大范围、高精度, 大能量、超微弱两头扩展;
- (5) 要求测量的准确度越来越高。

从功能上说, 现代光学测试技术的现状主要有 8 点:

- (1) 从静态测量发展成为动态测量;
- (2) 从逐点测量发展成为全场测量;
- (3) 从宏观测量发展到微观测量;
- (4) 从低速度测量发展成快速的、具有存储、记录功能的测量;
- (5) 亚微米级、纳米级的高精度光学测量;
- (6) 带存储功能的全场动态在线测量;
- (7) 快速、高效的 3D(三维)测量;
- (8) 闭环式光电测试技术, 实现光电测量与控制的一体化、自动化、智能化。

0.4 光学测试方法的选择

面对一个计量测试任务, 首先碰到的问题是如何合理而可靠地选择一种好的测试方法。对没有经验, 特别是初学光学测试技术而又想较快了解能否有方法来解决手头上的测试任务的读者来说, 本节是重要的入门内容。

一个完整的测试过程如图 0-4 所示, 包含 5 个要素: 测试对象与被测量、测试资源(包括测试仪器与辅助设施、测试人员和测试方法等)、测试结果、测量单位、测试环境。

合理选择光学测试方法的原则是根据以下 5 点: ① 测定对象; ② 测定范围; ③ 灵敏度或精度; ④ 经济性; ⑤ 测试环境。

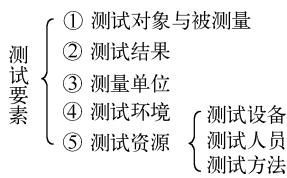


图 0-4 测量要素

测定对象是指被测的类型, 例如是测量长度, 还是测量角度; 是测量速度还是测量位移; 是测量温度还是测定温度变化。不同测定对象, 有完全不同的测试方法。同样, 同一测量类型但有不同测定范围时, 也有不同的测试方法可供选择。表 0-4 是根据测定对象和测定范围来初步选择测试方法的参考表。

表 0-4 由测定对象和测定范围来选择测试方法

测定类型	测 量 范 围			
	10mm 以下		10~500mm	500mm 以上
长度或位置	扫描显微镜, 光学投影仪, 全息与散斑衍射计量		干涉仪, 测长机, 莫尔条纹, 光扫描	激光测距, 红外测距, 双频干涉仪
角度、角速度 测量	1° 以下		10° 以下	360°
	自准直法, 衍射计量, 激光三角法, 外差干涉法		干涉计量, 工具显微镜, 多面体法	光学转台(分度头), 光学经纬仪, 光学编码器, 莫尔条纹
表面形状及维 测量	纳米(nm)	微米(um)级	毫米(mm)级	厘米(cm)级以上
	外差干涉法, 原子力显微镜	数字干涉法, 全息法	莫尔条纹技术, 光扫描	激光扫描技术, CCD 成像技术
应变及位移 测量	光衍射技术, 光干涉技术, 外差干涉法		全息法, 散斑法, 分布式光纤法, 拓扑法	成像 CCD 法, 图像处理法
速 度、加 速 度、振 动	近距		中距	远距
	光纤技术, 零差及外差干涉法		光散斑法, 外差干涉法	激光多普勒法
压力、温度、 流场等	光纤技术, 光传感器, 全息法		红外技术, 实时全息	红外技术, 图像处理

选择测试方法的另一主要原则是测量灵敏度和要求的精度。图 0-5 是主要光学测试方法在尺寸上能达到的灵敏度(分辨率)。而精度一般来说是测试分辨率的 1~3 倍, 其中中等精度以下时, 精度大致与分辨率相当, 高精度方法的精度大致为分辨率的 2~3 倍。

选择测试方法的最后依据是经济性和环境条件。表 0-5 大致列出主要测试方法的经济

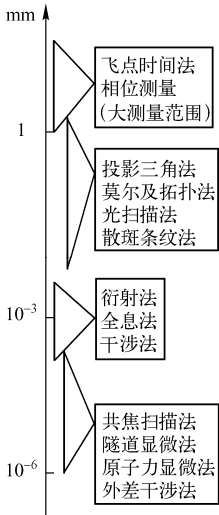


图 0-5 测试方法的尺寸分辨率

表 0-5 测试方法的相对经济性和环境要求

经济性好, 环境要求低	经济性中等, 环境要求一般	经济性偏高, 有环境要求
衍射计量 扫描计量 散斑计量 光纤计量	莫尔与拓扑法 图像计量法 共路干涉计量	全息计量 光谱计量 纳米计量

性和对环境的要求,供读者参考。由于测试方法还受具体方案设计的影响,此表仅反映一个相对比值。

以上选择的原则仅供初学者参考,测试方法的最后选定还应由具体设计方案而确定。

0.5 光学测试技术的发展方向

21 世纪是光的世纪,科学技术必然是高新技术的日新月异和工业生产的精密化、自动化、集成化、高速化和智能化,这就对光学测试技术提出了新的要求,光学测试技术的现代发展方向为:

- (1) 亚微米级、纳米级的高精密光学测量方法首先得到优先发展;
- (2) 快速发展小型的、微型的非接触式光学传感器;
- (3) 半导体激光器(LD)及其阵列、光开关、光滤波器、光电探测阵列等新器件将在过程控制,在线测量与控制上得到广泛应用;
- (4) 微光学这类微结构系统将崭露头角;
- (5) 快速、高效的 3D(三维)测量技术将取得突破;
- (6) 发展带存储功能的全场动态应变测量仪器;
- (7) 发展闭环式光学测试技术,实现光学测量与光学控制的一体化;
- (8) 以微细加工技术为基础的高精度、小尺寸、低成本的集成光学和其他微传感器将成为技术的主流方向;
- (9) 发展光学诊断和光学无损检测技术。

综上所述,随着科学技术和经济的发展,首先要求光学测试技术要有快速的新发展,就是发展光学纳米技术、光学层析技术、光学超分辨技术、光学超像元技术等。而工业及农业产品的高档化和经济化,则要求光学测试技术实现闭环化,使测试与控制成为一体,确保高灵敏、高精度下实现光学测试的阵列化、集成化和经济化。本书将为读者提供入门的知识,共同为促进光学测试技术的发展而作出努力。

练习与思考题

- 0-1 简述计量、测量、检验与测试这四个主题词的含义,以及光电测试技术的主要任务。
- 0-2 光学测试系统包括哪几部分?各部分的功能是什么?什么是光学变换与光电变换?
- 0-3 举例阐述选择计量测试方法的原则。

本章参考文献

- 1 杨国光主编.近代光学测试技术.杭州:浙江大学出版社,1997
- 2 王坚,郭振民.光电技术产业发展现状及其对策.科学之友,2011,10:1-2
- 3 浦昭邦,赵辉主编.光电测试技术(第2版).北京:机械工业出版社,2009
- 4 高岳主编.光电检测技术与系统(第2版).北京:电子工业出版社,2009

第 1 章 光干涉技术

1.1 光干涉的基础理论

光的干涉现象表征了光的波动性。1801 年杨氏(Thomas Young)双缝实验展示了光的干涉现象,菲涅耳(A. Fresnel)等人采用光波动理论很好地解释了光的干涉,20 世纪 30 年代,范西特(P-H. van Cittert)和泽尼克(F. Zernike)发展的部分相干理论则进一步完善了光的干涉理论,目前光干涉是高灵敏、高精度、低成本、应用广泛的首选测试技术。

用仪器将一个光源发出的光分成两束,然后把它们叠加起来,就会发现叠加区域中的强度在极大与极小间逐点变化,光强极大处超过两束光的强度之和,极小处可能为零。这种现象称为干涉。

如果两束光来自同一个光源,则这两束光是相关的,完全相关的光称为完全相干光,部分相关的光称为部分相干光。

从单个光束得到相干的几束光,一般有两种方法。一种方法是让光束通过并排放置的几个小孔,通过小孔将光束的波前分割成几束,这种方法称为波阵面分割,此方法仅适用于光源足够小的情况。另一种方法是采用不同光传播媒介所形成的界面来分割光束,在此分界面上,一部分光被反射,一部分光被透射,这种方法称为振幅分割,此方法可用于扩展光源。

1.1.1 相干光场的性质

通常光场可以写成空间坐标 x 与时间坐标 t 的函数。假定光具有很窄的频谱宽度,则光场可写成函数 $\vec{E}(x, t)$ 。光场具有传播方向,为一个矢量,本节中假定参与干涉的光场方向一致,可用标量来代替。一般说来,光场函数是一个复函数。光波的固有频率在 10^{14}Hz 左右,通常用检测器来检测这一光场,它只能在一个比 10^{-14}s 长得多的时间间隔内取积分,因此,检测器检测到的量是光强 $I(x)$,其定义为

$$I(x) = \langle \vec{E}(x, t) \vec{E}^*(x, t) \rangle \quad (1.1-1)$$

式中尖括号代表时间平均,*号代表复数共轭。式(1.1-1)对非相干光场、部分相干光场或相干光场均适用。

若光场中任一点的光在时间平均意义上与光场中其他点的光完全无关,则此光场就被认为是非相干的。以 $\vec{E}(x_1, t)$ 表示 x_1 点处的光场, $\vec{E}(x_2, t)$ 为在相同时刻 x_2 点处的光场,若这两点上场的时间平均互相关为零,则就认为这两点光场是非相干的,即

$$\langle \vec{E}(x_1, t) \vec{E}^*(x_2, t) \rangle = 0 \quad (1.1-2)$$

若这一关系对光场中所有的点都成立,则整个光场是非相干的。一切非相干光源都可以定义成满足上述条件,但严格地讲,非相干光场是不能实现的。

与此相比较,也能够定义一个完全相干的光场,若

$$\langle \vec{E}(x_1, t) \vec{E}^*(x_2, t) \rangle = \max \quad (1.1-3)$$

则在 x_1 和 x_2 处的光场是相干的,即在 x_1 处光场随时间起伏准确地与 x_2 处的起伏相一致。若对任意的 x_1 和 x_2 点都能达到最大值,则此光场是相干的。此时,即使仍做时间平均测量,互相关

的值也与时间过程无关。因此，描述光场的函数中与时间有关的部分和与空间有关的部分能够分离开，所以可写成

$$\vec{E}(x, t) = \vec{A}(x) \exp(-i\omega t) \quad (1.1-4)$$

式中， $\vec{A}(x)$ 是光场复振幅， ω 是光波角频率，因此式(1.1-3)变成

$$\langle \vec{E}(x_1, t) \vec{E}^*(x_2, t) \rangle = \vec{A}(x_1) \vec{A}^*(x_2) \quad (1.1-5)$$

x_1 和 x_2 处的光强分别可以表示为

$$I(x_1) = \langle \vec{E}(x_1, t) \vec{E}^*(x_1, t) \rangle = \vec{A}(x_1) \vec{A}^*(x_1) \quad (1.1-6a)$$

$$I(x_2) = \langle \vec{E}(x_2, t) \vec{E}^*(x_2, t) \rangle = \vec{A}(x_2) \vec{A}^*(x_2) \quad (1.1-6b)$$

时间平均对于函数值并未造成改变，而光强的测量值则是通过时间平均获得的。

求取 x_1 和 x_2 处的光强，目的是为了对式(1.1-5)进行归一化，即

$$\frac{\langle \vec{E}(x_1, t) \cdot \vec{E}^*(x_2, t) \rangle}{\sqrt{I(x_1)I(x_2)}} = \frac{\vec{A}(x_1) \cdot \vec{A}^*(x_2)}{\sqrt{I(x_1)I(x_2)}} \quad (1.1-7)$$

对相干光场，有

$$\frac{\vec{A}(x_1) \cdot \vec{A}^*(x_2)}{\sqrt{I(x_1)I(x_2)}} = 1 \quad (1.1-8a)$$

对于非相干光场，有

$$\frac{\vec{A}(x_1) \cdot \vec{A}^*(x_2)}{\sqrt{I(x_1)I(x_2)}} = 0 \quad (1.1-8b)$$

由此可以看出归一化的重要意义。

由于 $\vec{A}(x)$ 是一个复数矢量，将其用振幅和相位来表示是很方便的。因此可写成

$$\vec{A}(x) = A(x) \exp[i\phi(x)] \quad (1.1-9)$$

于是可以得到

$$I(x) = |A(x)|^2 \quad (1.1-10)$$

以及

$$\vec{A}(x_1) \vec{A}^*(x_2) = A(x_1) \cdot A(x_2) e^{i[\phi(x_1) - \phi(x_2)]} \quad (1.1-11)$$

考虑两光波振动方向一致的情况下，得到

$$\frac{\vec{A}(x_1) \cdot \vec{A}^*(x_2)}{\sqrt{I(x_1)I(x_2)}} = e^{i[\phi(x_1) - \phi(x_2)]} \quad (1.1-12)$$

从式(1.1-12)中可以得到，当互相关函数为 1 时，即 x_1 和 x_2 处的光是相干的，则要求 $\phi(x_1) - \phi(x_2)$ 为一固定值。这说明相干性意味着有一个固定的相位关系，即相位差保持恒定，而非必须相位相同。

在相干光的许多场合下，有必要考虑两束光的叠加，既适用于干涉计量术，也适用于全息术及光学信息处理等。令 $\vec{A}_1(x_1)$ 和 $\vec{A}_2(x_1)$ 是两个要研究的光波的复振幅函数，则合成复振幅为

$$\vec{A}(x) = \vec{A}_1(x) + \vec{A}_2(x) \quad (1.1-13)$$

或

$$A(x) \exp[i\phi(x)] = A_1(x) \exp[i\phi_1(x)] + A_2(x) \exp[i\phi_2(x)] \quad (1.1-14)$$

式中， $A(x)$ 、 $A_1(x)$ 、 $A_2(x)$ 为振幅函数， $\phi(x)$ 、 $\phi_1(x)$ 、 $\phi_2(x)$ 为相位函数。这两束光波的光强之和为

$$\begin{aligned} I(x) &= \vec{A}(x) \cdot \vec{A}^*(x) \\ &= [\vec{A}_1(x) + \vec{A}_2(x)] [\vec{A}_1^*(x) + \vec{A}_2^*(x)]^* \\ &= A_1^2(x) + A_2^2(x) + A_1(x) A_2(x) \exp\{i[\phi(x_1) - \phi(x_2)]\} + \\ &\quad A_1(x) A_2(x) \exp\{-i[\phi(x_1) - \phi(x_2)]\} \end{aligned} \quad (1.1-15)$$

在研究全息术时，把光强写成上式的形式是有益的。然而在干涉计量术中，传统上是把上式写成干涉定律的形式，即

$$I(x) = I(x_1) + I(x_2) + 2\sqrt{I(x_1)I(x_2)} \cos[\phi(x_1) - \phi(x_2)] \quad (1.1-16)$$

式中， $I(x_1)$ 和 $I(x_2)$ 分别是相应的光波 1 和光波 2 的强度。

1.1.2 光的干涉条件

平面波用数学表达式可表示为

$$\vec{E} = \vec{A} \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)] \quad (1.1-17)$$

式中， \vec{A} 为光波振幅， \vec{k} 为波矢， \vec{r} 为方向矢量， ω 为光波的角频率， ϕ 为平面波的初始相位。根据光矢量波的叠加原理及 $I = \langle \vec{E} \cdot \vec{E}^* \rangle$ ，设在空间点 P 处同时存在两个平面光波

$$\vec{E}_1 = \vec{A}_1 \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega_1 t + \phi_1)], \quad \vec{E}_2 = \vec{A}_2 \exp[i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 t + \phi_2)] \quad (1.1-18)$$

该点的光强应为两光波叠加后的光强

$$\begin{aligned} I &= \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^* \rangle \\ &= \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1^* \rangle + \langle \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_2^* \rangle + \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* \rangle + \langle \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_1^* \rangle \\ &= I_1 + I_2 + I_{12} \end{aligned} \quad (1.1-19)$$

从式 (1.1-19) 可以看出，该点的光强除两光波单独在该点产生的强度之和外，还增加了 I_{12} 项，称 I_{12} 项为干涉项，并可以得到

$$I_{12} = \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* \rangle + \langle \vec{E}_2^* \cdot \vec{E}_1 \rangle = \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 \cos \Delta\phi \quad (1.1-20)$$

式中

$$\Delta\phi = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (\delta_1 - \delta_2) - (\omega_1 - \omega_2)t \quad (1.1-21)$$

从两光波叠加的表达式 (1.1-16) 中可知， $I_{12} \neq 0$ 是干涉现象产生的条件。 I_{12} 与两光波振动方向夹角 $\langle \vec{A}_1, \vec{A}_2 \rangle$ 及初始相位差 $\Delta\phi$ 有关。从这两项可以得到光波产生干涉的条件：

(1) 频率相同或非常接近。由于相位的表达式中含有 $\omega_1 - \omega_2$ 项，说明两光波的频率差造成相位差随时间变化。如果两光波频率差较大，远大于探测器的响应频率，探测器探测到的光强为瞬时光强的平均值，这个平均值等于零，看不到干涉现象。如果两光波频率相差不大，通过探测器可以看到两光波的拍频现象。

(2) 振动方向相同。干涉项 I_{12} 与两光波的振动方向夹角 $\langle \vec{A}_1, \vec{A}_2 \rangle$ 以及在 P 点的相位差 $\Delta\delta$ 相关。当两光波振动矢量相互平行，即 $\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 = |\vec{A}_1||\vec{A}_2|$ 时，此时合强度为 $I_{12} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ ，为干涉光强最大值；当两光波的振动方向相互垂直时，则 $\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 = 0$ ， $I_{12} = 0$ ，因此不产生干涉现象，其合强度 $I = I_1 + I_2$ ；当两光波振动方向存在一定的夹角 α 时， $I_{12} = 2A_1 A_2 \cos \alpha \langle \cos \Delta\phi \rangle$ ，只有振动的两个平行分量可以发生干涉，垂直分量则形成背景光，影响干涉条纹清晰度。

(3) 相位差恒定。干涉光强 I_{12} 与相位差的余弦函数相关。如果相位差不恒定，而在 $0 \sim 2\pi$ 中随机变化，其变化频率大于探测器的响应频率，探测器探测到的光强将是瞬时光强随时间的积分值，接近于零。

两束光波的频率相同、振动方向相同以及相位差恒定是产生干涉的必要条件。满足干涉条件的光波称为相干光，相应的光源称为相干光源。

1.1.3 干涉条纹的对比度

1. 干涉条纹对比度的定义

干涉场某点干涉条纹的对比度定义为

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.1-22)$$

它表征了干涉场中亮暗条纹的反差程度，是衡量干涉条纹质量的一个重要参数。式(1.1-22)中 I_{\max} 和 I_{\min} 分别是干涉场中的最大和最小光强。两束相干光发生干涉，干涉场的光强分布为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi = (I_1 + I_2) \left(1 + 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \cos \Delta\phi \right) \quad (1.1-23)$$

由此可得条纹的对比度为

$$K = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (1.1-24)$$

因此光强公式可以简写为

$$I = (I_1 + I_2)(1 + K \cos \phi) \quad (1.1-25)$$

由式(1.1-25)可见，当两束光波发生干涉时，条纹对比度在两束光波各自强度相等时达到最大，两束光波强度差别越大则条纹对比度越小。

2. 影响条纹对比度的因素

影响干涉条纹对比度的因素主要包括两个相干光的振幅比、光源尺寸，以及光源的单色性。

(1) 振幅比对条纹对比度的影响

由式(1.1-24)可得

$$K = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{2A_1 / A_2}{1 + (A_1 / A_2)^2} \quad (1.1-26)$$

式中， A_1 / A_2 为两光束的振幅比，当 $A_1 = A_2$ 时， $K = 1$ ；当 $A_1 \neq A_2$ 时， $K < 1$ 。两光波振幅相差越大， K 越小。干涉系统设计时应尽可能获得最大的条纹对比度。

(2) 光源大小对条纹对比度的影响和空间相干性

理想的点光源在实际中是不存在的，任何光源总有一定大小，通常称之为扩展光源。扩展光源可视为不相干点源的集合，每个点源通过干涉系统形成一组干涉条纹，所有的条纹再进行非相干叠加，叠加后的条纹对比度将下降。

1) 光源大小对条纹对比度的影响

假定采用波长为 λ 的单色光源，考虑如图 1-1 所示杨氏双缝干涉，光源为扩展光源，将扩展光源分成许多强度相等，宽度为 dx' 的元光源。扩展光源 $S' S''$ 的宽度为 b ，考虑扩展光源 C 点处 dx' 单元的发光区域，可将其视为点光源，强度为 $I_0 dx'$ ，在屏幕 x 上的 P 点形成的干涉条纹强度为

$$dI = 2I_0 dx' [1 + \cos k(\Delta + \Delta')] \quad (1.1-27)$$

式中， $\Delta' = \overline{CS_2} - \overline{CS_1}$ 和 $\Delta = \overline{PS_2} - \overline{PS_1}$ 是两束光在双缝左右两侧的光程差。在图 1-1 中，设 $l \gg a$ ， $L \gg a$ ，通过计算可得 $\Delta' = x'a/l$ ， $\Delta = xa/L$ 。其中令 $\beta = a/l$ ，称其为干涉孔径角。

对于宽度为 b 的整个光源，在 P 点处的光强为

$$\begin{aligned} I &= \int_{-b/2}^{b/2} dI = \int_{-b/2}^{b/2} 2I_0 [1 + \cos k(\Delta + \Delta')] dx' \\ &= 2I_0 b \left[1 + \frac{\sin(\pi b \beta / \lambda)}{\pi b \beta / \lambda} \cos \left(\frac{2\pi a}{\lambda D} x \right) \right] \end{aligned} \quad (1.1-28)$$

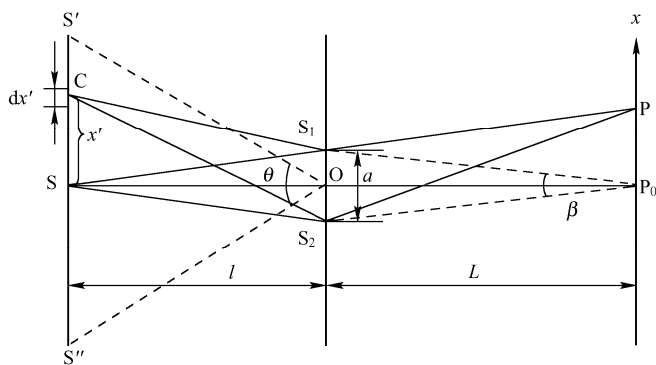


图 1-1 扩展光源的双缝干涉

对比式 (1.1-25) 可见, 式 (1.1-28) 中 $\frac{\sin(\pi b \beta / \lambda)}{\pi b \beta / \lambda}$ 是干涉条纹的对比度, 写成

$$K = \left| \frac{\sin(\pi b \beta / \lambda)}{\pi b \beta / \lambda} \right| \quad (1.1-29)$$

在式 (1.1-29) 中, 令对比度 $K=0$, 有 $b=n\lambda/\beta$ (n 为整数)。定义光源的临界宽度 $b_c = \lambda/\beta$, 实际能清晰观察到干涉条纹, 光源的允许宽度 b_p 应为临界宽度的 $1/4$, 这时条纹对比度 $K=0.9$, 有

$$b_p = \frac{b_c}{4} = \frac{\lambda}{4\beta} \quad (1.1-30)$$

2) 空间相干性

如图 1-1 所示, 屏幕上 P 点的干涉效应取决于互相干函数 $\gamma_{12}(\tau)$, τ 为两束光到 P 点的时间差。考察干涉场上的 P_0 点 (它到 S_1 和 S_2 等距) 附近的条纹, 由于 $\overline{S_2 P_0} - \overline{S_1 P_0} = 0$, $\tau = 0$, 因此该处条纹的强度分布取决于

$$\gamma_{12}(0) = \langle E_1(t) E_2^*(t) \rangle / \sqrt{I_1 I_2} \quad (1.1-31)$$

$\gamma_{12}(0)$ 是 S_1 和 S_2 两点空间相干性的定量量度, 称为这两点的空间相干度。

当 S_1 和 S_2 两点处的光强相等时, 空间相干度的模 $|\gamma_{12}(0)|$ 等于 P_0 点附近条纹的对比度。因此由式 (1.1-29) 可得

$$|\gamma_{12}(0)| = K = \left| \frac{\sin(\pi b \beta / \lambda)}{\pi b \beta / \lambda} \right| \quad (1.1-32)$$

随着 b 的增大, 空间相干度通过一系列次极大和零值后逐渐趋于零 (次极大值实际上很小)。空间相干性与光源大小有密切关系。当光源是点光源时, 场上每个点都是相干的。当光源宽度等于临界宽度时, 通过 S_1 和 S_2 两点的光不发生干涉, 因而通过这两点的光没有空间相干性, 我们把这时 S_1 和 S_2 间的距离称为横向相干宽度 d_t , 有

$$d_t = \lambda l / b \quad (1.1-33)$$

定义 b/l 为扩展光源对 O 点的张角 θ (见图 1-1), 则

$$d_t = \lambda / \theta \quad (1.1-34)$$

如果扩展光源是方形的 (在垂直图面方向上的宽度为 b), 则其照明的平面上的相干面积为

$$A' = d_t^2 = (\lambda / \theta)^2 \quad (1.1-35)$$

理论证明, 对于圆形光源, 其照明的平面上的横向相干宽度与式 (1.1-34) 表示的宽度只差系数 1.22, 即

$$d_t = 1.22\lambda/\theta \quad (1.1-36)$$

3) 星体角直径测量

利用空间相干性的概念，可以测量星体的角直径(星体直径对地面观察点的张角，即式(1.1-34)的 θ 角)。图 1-2 是测量星体角直径的迈克耳孙星体干涉仪，图中 L 是望远物镜。 D_1 、 D_2 是它的两个孔阑， M_1 、 M_2 、 M_3 、 M_4 是反射镜，且 M_1 、 M_3 平行， M_2 、 M_4 平行，其中 M_3 、 M_4 可沿 D_1 、 D_2 连线方向精密移动，它们起着类似图 1-1 中的小孔 S_1 和 S_2 的作用。反射镜 M_1 、 M_2 固定不动，它们把 M_3 、 M_4 反射来的光再反射到望远镜的物镜，两束光在其焦平面上发生干涉。当用干涉仪对准某星体时，如果逐渐增大 M_3 、 M_4 的距离 d ，可以发现物镜焦平面上干涉条纹的对比度逐渐降低，并且当 $d = d_t = 1.22\lambda/\theta$ 时，条纹对比度为零，条纹消失。因此只要测出此时 M_3 、 M_4 之间的距离 d ，就可以计算出星体的角直径 θ 。例如，迈克耳孙在观察星体参宿四时，在 $\lambda = 570\text{nm}$ 时，测得 $d_t = 3037.4\text{mm}$ ，因此可计算出这颗星的直径角为

$$\theta' = 1.22 \times 5.7 \times 10^{-4} / 3037.4 = 2.26 \times 10^{-7} (\text{rad}) = 0.047''$$

这一角分辨率比当时最大的天文望远镜的角分辨率高出许多倍，根据这颗星已知的距离，得出它的直径大约是太阳直径的 280 倍。

在图 1-2 的光路中， C_1 为一平行平面玻璃板，可以在任意方向倾斜，以便使通过 D_1 和 D_2 的光束在焦平面上重合。 C_2 为一双光契补偿板，厚度可变，用来补偿 M_3 M_1 P 和 M_4 M_2 P 的光程不等。由于白光的相干长度很短，白光必须在光程差极小时才能发生干涉，而获得对比度较高的白光条纹，因此有必要进行补偿。

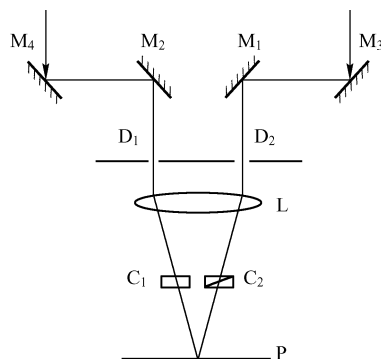


图 1-2 迈克耳孙星体干涉仪

(3) 光源单色性和时间相干性

实际使用的准单色光源都有一定的光谱宽度 $\Delta\lambda$ ，相比理想单色光的干涉，准单色光的谱宽将影响干涉条纹对比度。可将准单色光视为由许多小段的波列组成，每一段波列持续时间为 Δt (称为相干时间)；然而，前后端波列之间没有固定的相位关系，它们的相位改变在 $0 \sim 2\pi$ 之间无规律变化。根据这种关系，可将准单色光场对时间的依赖关系表示为

$$E(t) = A e^{-i\omega t} e^{i\phi(t)} \quad (1.1-37)$$

当 $j\Delta t < t < (j+1)\Delta t$ ，且 $j=0,1,2,\dots$ 时， $\phi(t) = C_j$ 。式中， A 是场振动的振幅， ω 是角频率， C_j 是一个无规则常数数列。时间相干性为

$$\gamma(t) = \frac{\langle E(t)E^*(t+\tau) \rangle}{I_0} = \langle e^{-i\omega\tau} e^{i[\phi(t+\tau)-\phi(t)]} \rangle = e^{-i\omega\tau} \frac{1}{T} \int_0^T e^{i[\phi(t+\tau)-\phi(t)]} dT \quad (1.1-38)$$

式中， T 是比相干时间 Δt 大得多的观察时间。为了求出上式中的积分，我们来考察第一个相干时间间隔 ($0 < t < \Delta t$) 内的相位差 $\phi(t+\tau) - \phi(t)$ 。如图 1-3 所示，设光波从 P_2 传播到 P 与从 P_1 传播到 P 的时间差为 τ ，那么，在 $0 < t < \Delta t - \tau$ 内， $t + \tau - \Delta t = 0$ (在这段时间内 ϕ 是常数)；而在 $0 < t < \Delta t - \tau$ 时， $\phi(t+\tau) - \phi(t) = \delta_{12}$ ，这里 δ_{12} 是第一个和第二个相干时间间隔波列的相位差。这样，对第一个相干时间间隔求平均值，可得到

$$\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} e^{i[\phi(t+\tau)-\phi(t)]} dt = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t-\tau} dt + \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t-\tau}^{\Delta t} e^{i\delta_{12}} dt = \frac{\Delta t - \tau}{\Delta t} + \frac{\tau}{\Delta t} e^{i\delta_{12}} \quad (1.1-39)$$

同样，这个结果也适用于随后的各个相干时间间隔，只是相邻波列的相位差 δ_{12} 应取 0 和

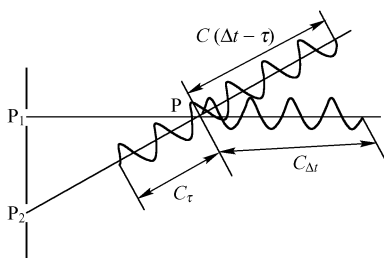


图 1-3 两相干波列的重叠时间为 $\Delta t - \tau$

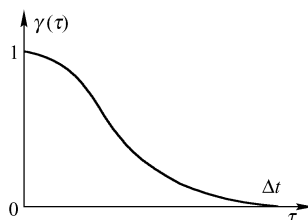


图 1-4 准单色光的相干度随 τ 的变化

2π 之间的某一无规律值, 即 δ_{12} 是无规律相位差。因此对 0 到 T 求平均值, 则包含 $e^{i\delta_{12}}$ 项的平均值为零。而对式 (1.1-39) 中的第一项 $\frac{\Delta t - \tau}{\Delta t}$, 因为在所有时间间隔内均相同, 故 0 到 T 的平均值不变。所以, 在 $\tau < \Delta T$ 的情况下, 式 (1.1-38) 的结果是

$$\gamma(t) = \left(1 - \frac{\tau}{\Delta t}\right) e^{-i\omega t} \quad (1.1-40)$$

当 $\Delta t < \tau$ 时, 由于 $\phi(t + \tau) - \phi(t)$ 总是无规则的, 所以式 (1.1-39) 的积分为零, 即 $\gamma(t) = 0$ 。

时间相干性 $\gamma(t)$ 的模为

$$|\gamma(t)| = \begin{cases} 1 - \frac{\tau}{\Delta t} & (\tau < \Delta t) \\ 0 & (\tau > \Delta t) \end{cases} \quad (1.1-41)$$

图 1-4 给出了 $|\gamma(t)|$ 随 τ 的变化曲线。在两束干涉光束振幅相等的情况下, $|\gamma(t)|$ 就等于条纹的对比度。由图可见, 当 $\tau \geq \Delta t$ 时, 条纹对比度降为零。对入射光是严格单色光的情形, 由于 $\phi(t + \tau) - \phi(t) \equiv 0$, 所以

$$\gamma(t) = e^{-i\omega t} \quad (1.1-42)$$

则可得到 $|\gamma(t)| = 1$, 因此单色光具有完全的时间相干性。

1.1.4 干涉条纹的形状与间隔

如图 1-5 所示, 相干光源 S_1 和 S_2 是借助于某一干涉仪得到的, 它们的相位差可具有任意值, 而且是常数; 在特殊情况下它们的相位差等于零。由此两相干光源发出的光波, 在空间某些点上相交, 在距 S_1 和 S_2 的距离之差相等或相差为波长整数倍的诸点上, 将具有相同的光强, 这些点的几何位置是一个以 S_1 和 S_2 为焦点的旋转双曲面族。当在任意平面上观察干涉图样时, 干涉条纹就是该平面与这些双曲面族的交线, 这时干涉条纹的形状、宽度及方向仅取决于观察面的方位, 而与光程差 Δ 无关。

图 1-5 表示在实际工作中最常遇到的两种情况:

第一种情况是观察屏平行于 S_1 和 S_2 的连线且与之相距为 L , 设 $S_1 S_2 = a$, 且 $a \ll L$ 。观察屏上的点 M 到 S_1 和 S_2 的距离相等, 其光程差仅取决于 S_1 和 S_2 上两振动的相位差。在垂直于图面并通过点 M 的直线上, 所有点上的光程差都是相同的。如果 S_1 和 S_2 的相位差为零, 则零级亮纹在 M 点通过。分布在零级条纹两侧的干涉条纹, 也都可以近似地看作直线, 干涉条纹的间隔是相邻条纹中心之间的距离。从一个条纹过渡到相邻条纹, 对应于光程差 Δ 变化为 λ 。显而易见, 条纹间隔与波长 λ 成正比, 而与 $\sin \theta$ 成反比, 即

$$e = \lambda / \sin \theta \approx \lambda / \theta \quad (1.1-43)$$

式中, e 是条纹间隔; θ 是 S_1 和 S_2 到 M 点的夹角。

在这种情况下, $\theta \approx a / L$, 所以有

$$e \approx \lambda L / a \quad (1.1-44)$$

因此, 条纹间隔与波长和距离 L 成正比, 而与距离 a 成反比。如果观察白光条纹, 则在通过 M 点的白光零级条纹的两侧, 可以看到 4~5 条对比度逐渐降低的彩色条纹。

第二种情况是观察屏垂直于 S_1 和 S_2 的连线。从 S_1 和 S_2 发出的两球面波 W_1 和 W_2 的曲率半径分别为 $R+a=S_1B$ 和 $R=S_2B$ 。在两波面的共同切点 B 上, 光程差具有最大值 Δ_0 , 且其值等于 a 。在屏上 D 点的光程差与 Δ_0 相差 $d\Delta$, 其值近似地等于

$$d\Delta = L_1 - L_2 \quad (1.1-45)$$

式中, L_1 和 L_2 是波面 W_1 和 W_2 的弯曲度, 有

$$L_1 \approx \frac{r^2}{2R}, \quad L_2 \approx \frac{r^2}{2(R+a)} \quad (1.1-46)$$

由此可得

$$d\Delta \approx \frac{a}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (1.1-47)$$

由式(1.1-47)可得出: $d\Delta$ 值与 D 、 B 两点之间的距离 r 的平方成正比。 r 相同的各点, 光程差相同, 因此在这种情形中, 条纹是圆环状条纹。如果圆环的中心位于 B 点, 则 $d\Delta = k\lambda$ 时, 通过 D 点的亮环的序号为 K , 该环的半径为

$$r_K = R\sqrt{2k\lambda/a} \quad (1.1-48)$$

由此可见, 在屏 2 所在的平面上, 各干涉圆环的半径正比于整数的平方根。

除以上两种最常见的情况外, 在其他所有位置上(如图 1-5 所示的观察平面 3), 将观察到各种弯曲条纹, 条纹弯曲量与观察方位有关, 且总是弯向 B 点。图 1-6 中示出了在 9 种不同方位处观察到的干涉图。

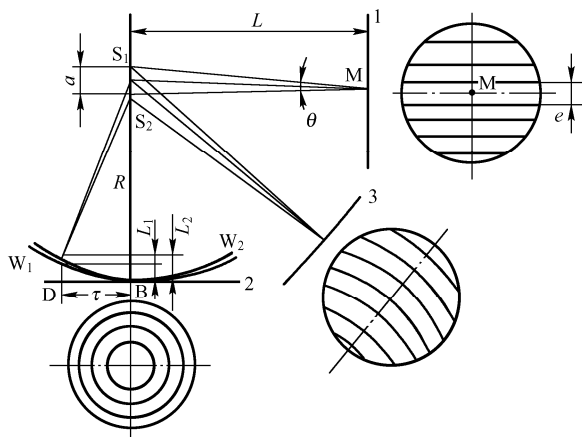


图 1-5 条纹的形状与间隔

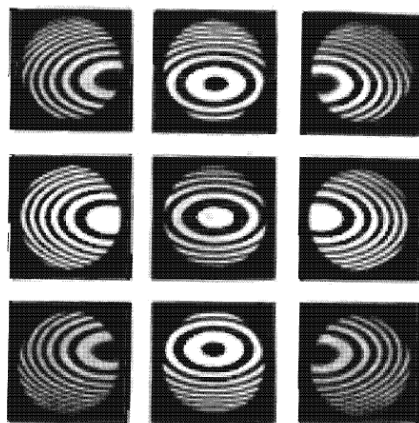


图 1-6 在匹茨瓦焦点处有组合倾斜的干涉图

1.2 双光束干涉技术

1.2.1 平行平板双光束干涉

波长为 λ_0 的点光源 S 照射到一块透明的平行平板上(见图 1-7), 光入射到平行平板后, 部分光反射而部分光透射, 透射光由平行平板下表面反射, 这时, 从 S 到 P 的两条光线, 即 $SADP$ 和 $SABCEP$ 的光程差是

$$\Delta S = n'(AB + BC) - nAN \quad (1.2-1)$$

$$AB = BC = h / \cos \theta' \quad (1.2-2)$$

$$AN = AC \sin \theta = 2h \tan \theta' \sin \theta \quad (1.2-3)$$

$$n' \sin \theta' = n \sin \theta \quad (1.2-4)$$

因此, 由式 (1.2-1) ~ 式 (1.2-4), 得到两光束的光程差为

$$\Delta S = 2n'h \cos \theta' \quad (1.2-5)$$

$$\text{两光束的相位差为} \quad \delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n'h \cos \theta' \quad (1.2-6)$$

考虑反射相变 π , 它发生在上表面或者下表面, 因此, 两光束在 P 点产生的总相位差为

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n'h \cos \theta' \pm \pi = \frac{4\pi h}{\lambda_0} \sqrt{n'^2 - n^2 \sin^2 \theta} \pm \pi \quad (1.2-7)$$

$$\text{当} \quad 2n'h \cos \theta' \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.2-8a)$$

时, P 点干涉为亮条纹; 当

$$2n'h \cos \theta' \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots \quad (1.2-8b)$$

时, P 点干涉为暗条纹。可从上两式得出, 条纹的特点是每个条纹对应于一定的 θ' (以及 θ), 即条纹的形成与入射角大小对应, 正因为如此, 这些条纹通常称为等倾条纹。

1.2.2 等厚干涉与斐索干涉仪

考虑两面不一定平行的薄膜 (见图 1-8), 由准单色点光源 S 照射, 在与 S 同侧的任一点 P, 都有两条从 S 来的光线, 即 SABEP 和 SDP, 这两束光的光程差为

$$\Delta S = n(SA + EP - SD - DP) + n'(AB + BE) \quad (1.2-9)$$

式中, n' 为薄膜折射率, n 为周围介质折射率。 ΔS 很难精确计算, 考虑薄膜足够薄的情况下, 则上表面的 A、D、E 三点紧挨, 可以近似得到

$$nSD \approx nSA + n'AN_1 \quad (1.2-10a)$$

$$nDP \approx nEP + n'N_2E \quad (1.2-10b)$$

式中, DN_1 垂直于 AB, DN_2 垂直于 BE。由式 (1.2-9) 和式 (1.2-10) 可得

$$\Delta S = n'(N_1B + BN_2) \quad (1.2-11)$$

考虑薄膜上下表面夹角足够小, 则有

$$N_1B + BN_2 \approx N'_1B + BN'_2 \quad (1.2-12)$$

式中, N'_1 是 C 到 AB 的垂足, N'_2 是 C 到 BE 的垂足, 而 C 是下表面 B 点法线与上表面交点。可知

$$N'_1B = BN'_2 = h \cos \theta' \quad (1.2-13)$$

式中, $h = BC$ 是薄膜在 B 点的厚度, θ' 是薄膜中光线反射角。因此, 对于上下表面小夹角薄膜, 可以得到 P 点处两光束光程差为

$$\Delta S = 2n'h \cos \theta' \quad (1.2-14)$$

因此, 得到两光束在 P 点相应的相位差为

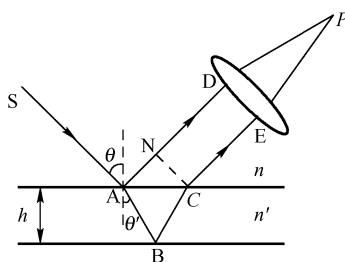


图 1-7 平行平板双光束干涉

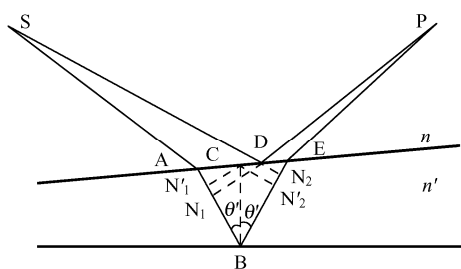


图 1-8 点光源下薄膜等厚干涉

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n'h \cos \theta' \quad (1.2-15)$$

一般情况下, 当 P 点给定时, h 和 θ' 都随 S 的位置而变, 光源稍有扩展就会使 P 点的 δ 值变化很大, 以致条纹消失。若 P 点在薄膜上时情况例外, 用眼睛直接观察薄膜表面即是此情况。从扩展光源到达 P' 点(P 的共轭点)的所有成对光线, h 实际是相同的, 这样 P' 点的相位差 δ 变化是由于 $\cos \theta'$ 的不同。如果 $\cos \theta'$ 变化足够小, P' 点相位差 δ 的变化远小于 2π , 这时可以在薄膜上看到清晰的条纹。实际在正入射附近进行观察, 再限制出射光瞳, 即可满足 $\cos \theta'$ 变化范围很小的条件, 把薄膜某一表面的反射相变 π 考虑进来, 则得到 P 点干涉条纹强度极大时满足

$$2n'h \cos \theta' \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2-16a)$$

P 点干涉条纹强度极小时满足

$$2n'h \cos \theta' \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots \quad (1.2-16b)$$

在近似范围内, C 点的干涉状况不受别处膜厚影响, $n'h$ 为 C 点膜的光学厚度。 $\cos \theta'$ 不变的情况下, 实际上也是如此。则条纹为薄膜中光学厚度相等的那些点的轨迹, 因此这种条纹通常称为等厚条纹。

等厚条纹可以在两块透明板的两个反射面间的空气薄膜中观察到。在正入射附近, 令 $\cos \theta' = 1$, 采用空气中的波长 λ , 则暗条纹条件(见式 1.2-16b)变为

$$h = \frac{m\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2-17)$$

所形成干涉条纹为薄膜的等厚线, 厚度间隔为 $\lambda/2$ 。如果薄膜厚度固定, 则膜面上的强度是均匀的; 通常用此效应进行光学表面面型检验, 即用一个曲率相等、符号相反的样板, 与被检表面匹配, 观察样板与被检表面间的薄膜所产生的等厚条纹。根据等厚条纹形状来修改被检表面。

可以看到, 如果要条纹清晰, 则膜上的点对应 $\cos \theta'$ 值的变化范围必须加以限制, 而且只有当 $\cos \theta' \approx 1$ 时, 条纹才出现在光学厚度间隔 $\lambda/2$ 处。

而在斐索干涉仪中(见图 1-9), 上述条件在很大的膜面上可同时满足。光从准单色光源 S 发出, 由平面镜反射, 通过透镜 L 准直, 近乎正入射于膜 F 上, 从膜 F 两面反射回来的光透过 L, 会聚到 L 焦平面上的小孔 S' 上。把眼睛贴在 S' 后面, 注视膜面, 即可看到在 L 所照射的整个膜面上, 布满沿着等光学厚度的条纹。这些条纹称为斐索条纹。只要光源足够小, 较厚的平板也可产生斐索条纹, 光学工厂用这种干涉仪来检验透明平行平板光学厚度的均匀性。

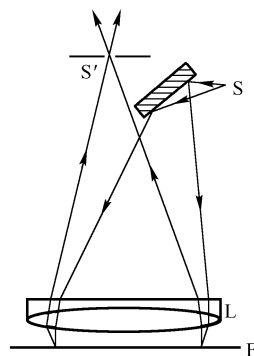


图 1-9 斐索干涉仪

1.2.3 泰曼-格林干涉仪

泰曼-格林干涉仪实质上是迈克耳孙干涉仪的一种变型, 在光学元件检验领域里, 它是一种很重要的仪器(见图 1-10)。它的独特的物理性质是: 准单色点光源和透镜 L_1 提供入射的平面波(平行光束), 干涉仪的一臂装有参考反射镜 M_1 , 另一臂则装上被测试的光学元件。

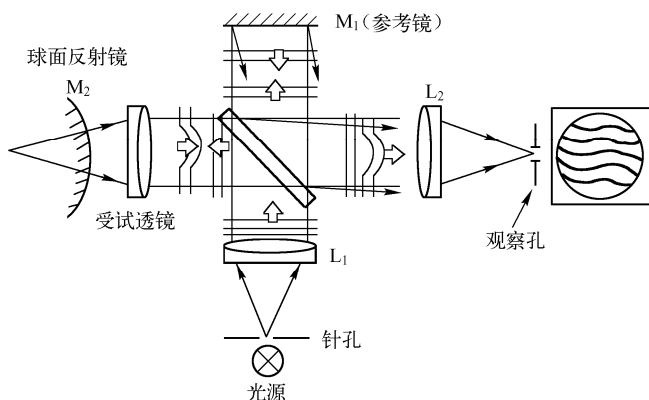


图 1-10 泰曼-格林干涉仪

透镜 L_2 使得全部通过孔径的光都能进入位于 L_2 焦点处的观察孔，所以能看到整个视场，即能看到 M_1 和 M_2 的任何一部分。干涉条纹可用目视观察或用照相机(镜头应位于 L_2 的焦点处)把干涉条纹拍摄下来进行分析。根据干涉条纹的变化，就可判断被测光学元件的质量。连续输出的氦-氖气体激光器是一个很好的光源。输出功率为 1mW 的氦-氖气体激光器，就足以在整个干涉场上产生明亮而清晰的干涉条纹。激光器高度的时间相干性，使采用泰曼干涉仪进行大光程差的测试成为可能，它不仅能适应各种静态测试的要求，也能适应大位移的动态测量。激光条纹的高亮度，还能缩短对条纹照相的曝光时间，因而能减少不希望有的振动效应。使用激光器的泰曼-格林干涉仪是光学检测中最有效的工具之一。图 1-10 所示的仪器是检验透镜的泰曼-格林干涉仪，其中球面镜 M_2 的曲率中心和被测透镜的焦点重合。如果待测透镜没有像差，那么，返回到分束器的反射波仍将是平面的。然而，如果被测透镜有球差、彗差或像散引起波阵面的变形，那么就会清楚地看到具有畸变的一幅干涉条纹图，并且可把干涉条纹拍摄下来进行分析。若把 M_2 换成平面镜，就可以检验许多别的光学元件，如棱镜、光学平板等。在对这些条纹图进行解释之后，光学检验人员就可据此指导进一步的加工(修光圈)。在制造非常精密的光学系统、望远镜、高空照相机等的时候，还可采用电子学方法来扫描干涉图，最后的数据用计算机分析。计算机控制的描图仪自动画出表面的等高线图，或者画出被测元件产生畸变波阵面的三维透视图。整个加工过程都可用这些方法来保证得到高质量的光学元件和光学系统。

1.2.4 马赫-曾德尔干涉仪

马赫-曾德尔干涉仪(见图 1-11)，光源 S 发出的光经透镜 L_1 准直，入射到平面玻璃板 D_1 的半反射面 α_1 上分成透射和反射的两束光，分别经反射镜 M_1 和 M_2 反射到另一块平面玻璃板 D_2 的半反射面 α_2 上会合，会合光由透镜 L_2 会聚。若光源为准单色点光源， W_1 是 M_1 和 D_2 间光束的平面波前， W_2 是 M_2 和 D_2 间光束的平面波前。两出射光的相位差为

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} nh \quad (1.2-18)$$

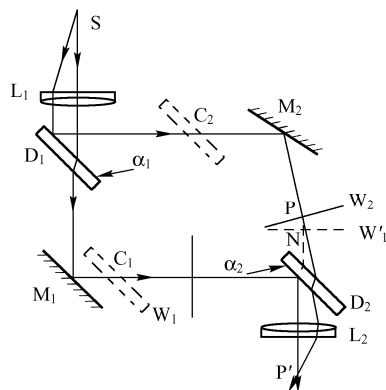


图 1-11 马赫-曾德尔干涉仪

式中， $h = \overline{PN}$ 是从 P 到 W'_1 的法线距离， n 是 W_2 和 W'_1 间介质折射率。与 P 点共轭的 P' 处，

$nh = m\lambda_0$, $|m| = 0, 1, 2, \dots$ 将出现亮纹; $nh = m\lambda_0$, $|m| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ 将出现暗纹。

当 W_2 和 W'_1 平行时, 对于所有的 P 点, 强度是相同的。在这种情况下, 一个扩展光源应当在无穷远处产生条纹。然而, W_2 和 W'_1 一般存在夹角, 干涉条纹将是平行于它们交线的直线。

马赫-曾德尔干涉仪常用于气流检测, 将气流待查区域 C_1 (通常是风洞或冲击波管的工作区) 和一个补偿室 C_2 置于干涉仪两个相对的光臂中, 调节干涉仪使条纹干涉级序接近于零, 取向和间距合乎需要。用透镜 L_2 把干涉平面成像, 记录有气流和无气流时条纹图样, 测量两个图样的条纹位移 Δm , 设 n 为 C_1 中未受扰动气体的折射率, n' 为流动情况下的折射率, 则

$$\Delta m = \frac{1}{\lambda_0} \int (n' - n) ds \quad (1.2-19)$$

如果气流引起的光线偏折可以忽略, 则式 (1.2-19) 可以写成

$$\Delta m(x, y) = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^S [n'(x, y, z) - n] dz \quad (1.2-20)$$

式中, S 为 C_1 的长度。当气流变化均匀或满足对称条件时, 将 Δm 测量值代入式 (1.2-20) 即可解出 $(n' - n)$ 。由此可定出气流所引起的密度改变 $\Delta \rho$, 因为 $\Delta \rho$ 与 $w_1 = a \exp[i2k(s + l_1)]$ 成正比。

1.2.5 数字干涉仪

传统的干涉检测技术采用目视或照相方法进行干涉条纹的估读, 根据干涉条纹的变形来评估被检表面的面形误差。用目视估读干涉条纹的变形, 一般估读精度为 $\lambda/10$, 而且所估读的条纹变形实际还包含干涉仪自身的系统误差, 并非完全是被检表面的实际面形误差。采用照相方法记录干涉条纹, 是在条纹照片上通过寻找每条条纹的中心位置来评估条纹的变形的, 可以把条纹的判读精度提高到 $\lambda/20 \sim \lambda/30$, 但对干涉条纹照相记录时实际仍包含干涉仪的系统误差及照相物镜的畸变。同时, 测量过程中大气扰动、振动等随机影响及曝光中底片的弥散作用也会引入误差。尽管人们曾经采用显微密度计或光电扫描装置来提高条纹的判读精度, 但上述附加误差仍无法消除, 从而限制了传统干涉检测技术精度的提高。20 世纪 70 年代中期以来, 随着激光技术、电子技术和计算机技术的发展, 传统的干涉检测方法与这些技术有机结合, 产生了一种新的波面相位检测技术——数字波面干涉检测技术。这种技术摆脱了过去目视照相方法的束缚, 能够实时提取干涉条纹信息; 直接对波面相位进行实时自动检测; 在检测过程中应用波面数据存储相减技术可消除干涉仪的系统误差; 并能把大气扰动等随机噪声抑制到最小程度, 因此, 这种数字波面相位检测技术的检测精度可达 $\lambda/100$ 以上, 且有很高的测量重复性。此外, 它还能实现波面的实时显示。这是干涉检测技术的一个重大突破, 使它发展到一个新的技术水平。到目前为止, 已经发展了多种数字波面相位的实时检测技术, 比较典型的有: 条纹扫描数字波面相位检测; 数字外差干涉相位检测; 锁相干涉相位检测; 快速傅里叶变换相位检测等。这些数字波面相位检测技术的共同特点是:

(1) 采用相位直接检测技术。它们的基本原理是在干涉光路中引入附加的相位调制, 用阵列光电接收器或摄像机来接收被相位调制的干涉条纹, 光电转换后光电信号经 A/D 变换后进入计算机对波面相位做实时处理, 得到被检表面的波面相位, 具有很高的相位

分辨率。

(2) 具有可靠的高精度。由于通过计算机存储干涉仪的系统误差并进行波面相减,从而可消除这一系统误差。利用多幅干涉图的采样平均及交流干涉本身对直流漂移的抑制,可将外界干扰的随机噪声降至最小,因此测量具有很好的重复性,实现了优于 $\lambda/100$ 的测量精度,而对干涉仪系统误差的限制反而放宽了。

(3) 测量速度快,整个检测过程一般只需几分钟。被检表面的面形可用等高线圈及立体透视图实时显示出来,使用十分方便,可用来指导加工、修改光圈。

1. 基本原理

在图 1-12 所示的泰曼-格林干涉仪中,若参考镜被压电晶体驱动产生移动或振动,其瞬时位移为 l_t ,被检表面的面形为 $w(x,y)$,则参考波面为

$$w_1 = a \exp[i2k(s + l_t)] \quad (1.2-21)$$

被检光路波面为 $w_2 = b \exp\{i2k[s + w(x,y)]\}$ (1.2-22)

式中, a, b 为两波面振幅; s 为两干涉光路的起始光程; $w(x,y)$ 为被检表面的面形函数,因为它与被检表面的相位 $2kw(x,y)$ 仅差一常数,故常把 $w(x,y)$ 作为被检波面的相位。于是,干涉条纹的光强分布为

$$\begin{aligned} I(x,y,l_t) &= |w_1 + w_2|^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos 2k[w(x,y) - l_t] \\ &= 1 + r \cos 2k[w(x,y) - l_t] \end{aligned} \quad (1.2-23)$$

式中, $r = 2ab/(a^2 + b^2)$ 为干涉条纹的对比度。

式(1.2-23)说明,干涉场中任意一点的光强都是 l_t 的余弦函数,由于 l_t 随时间变化,因此式(1.2-23)具有时间周期函数的性质,这就可以应用通信理论从带有噪声的信息中提取信号的相关检测技术或同步检测技术,以便从带噪声的干涉条纹中提取所需的波面相位信息。

设干涉条纹光电接收时,由于振动、空气扰动、光源及光电转换系统的噪声等的影响,使信号中不仅包含被检的相位信息,而且还包含有噪声项 $n(t)$ 。若用一个相同载波频率的余弦信号与被检信号进行相关运算,则有

$$\langle I_1 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [I(x,y,l_t) + n(t)] \cos 2kl_t dt \quad (1.2-24)$$

把式(1.2-23)代入上式,并设 $n(t)$ 为纯随机噪声,则其相关积分场为

$$I(x,y,l_i) = a_0 + a_1 \cos 2kl_i + b_1 \sin 2kl_i; \quad l_i = \frac{\lambda}{2n} \cdot i, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1 \quad (1.2-25)$$

因此相关函数 $\langle I_1 \rangle$ 反映了波前 $w(x,y)$ 的大小。

为了能得到 $w(x,y)$, 将被检信号同时与 $\sin 2kl_t$ 相关, 同理可得

$$\langle I_2 \rangle = r \sin 2kw(x,y) \quad (1.2-26)$$

则由式(1.2-25)、式(1.2-26)可得到所需的波面相位为

$$w(x,y) = \frac{1}{2k} \arctan \frac{\langle I_1 \rangle}{\langle I_2 \rangle} \quad (1.2-27)$$

为了使干涉检测达到与上述相关检测技术相同的结果,把式(1.2-23)展开成傅里叶级数的形式(设对比度 $r=1$)

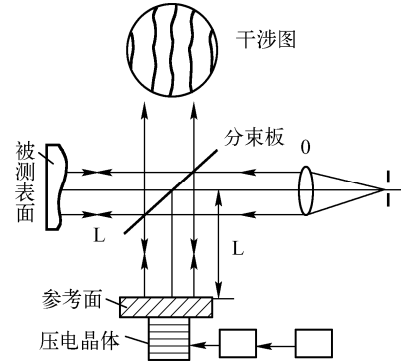


图 1-12 条纹扫描干涉仪原理图

$$I(x, y, l_i) = a_0 + a_1 \cos 2kl_i + b_1 \sin 2kl_i \quad (1.2-28)$$

式中

$$a_0 = a^2 + b^2, \quad a_1 = 2ab \cos 2kw(x, y), \quad b_1 = 2ab \sin 2kw(x, y)$$

为便于对干涉场内多个数据点采样, 使 l 做分立阶梯式变化, 如图 1-13 所示。因为 l 每变化 $\lambda/2$, 条纹亮暗变化 1 个周期, 设 1 个周期内 l 的阶梯变化数为 n , 也即 l 变化 1 个条纹周期对每个场点采样 n 次, 其采样值为

$$I(x, y, l_i) = a_0 + a_1 \cos 2kl_i + b_1 \sin 2kl_i; \quad l_i = \frac{\lambda}{2n} \cdot i, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1 \quad (1.2-29)$$

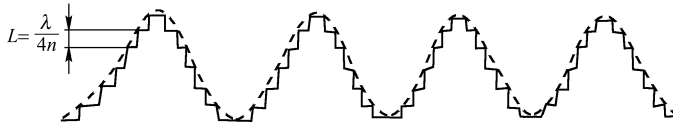


图 1-13 相位作分立阶梯式变化

根据三角函数的正交性可求出傅里叶级数的各个系数、即

$$a_0 = \frac{n}{2} \sum_{i=1}^n I(x, y, l_i), \quad a_1 = \frac{n}{2} \sum_{i=1}^n I(x, y, l_i) \cos 2kl_i, \quad b_1 = \frac{n}{2} \sum_{i=1}^n I(x, y, l_i) \sin 2kl_i \quad (1.2-30)$$

式 (1.2-29) 和式 (1.2-30) 给出的傅里叶级数表达式是在最小平方意义上对干涉场亮度变化周期函数的最佳拟合。因此干涉场上各采样点的相位可由两个加权平均值之比给出:

$$w(x, y) = \frac{1}{2K} \arctan \frac{b_1}{a_1} = \frac{1}{2K} \arctan \frac{\frac{n}{2} \sum_{i=1}^n I(x, y, l_i) \sin 2kl_i}{\frac{n}{2} \sum_{i=1}^n I(x, y, l_i) \cos 2kl_i} \quad (1.2-31)$$

为进一步降低噪声影响, 提高测量精度, 可进一步对 p 个周期的测量数据做累加平均, 即

$$w(x, y) = \frac{1}{2K} \arctan \frac{\sum_{i=1}^{np} I(x, y, l_i) \sin 2kl_i}{\sum_{i=1}^{np} I(x, y, l_i) \cos 2kl_i} \quad (1.2-32)$$

因此, 孔径内任意一点的相位即可由该点上 np 个光强度采样值计算求得, 算出整个孔径上各点的相位, 就可得到整个被检表面的相位或面形。

由式 (1.2-32) 可见, 干涉光强中的直流项 a 及 b 被消去了, 因此光强扰动产生的直流漂移也被消除了。

在相关检测过程中, 相位 $w(x, y)$ 的测量误差与随机噪声、条纹对比度和检测时的抽样数等因素有关, 根据通信理论求出的相关检测的相位均方误差为

$$\delta_\phi = \frac{1}{\sqrt{NS}} \quad (1.2-33)$$

式中, N 为抽样数, $N = np$; S 为信号的信噪比。

在中等信噪比和抽样数较多的情况下, 式 (1.2-33) 是表示相位均方误差的重要公式。例如, 把每一条纹周期细分成 25 等分, 4 个周期累加。在光电信号信噪比为 10 的情况下, 得到孔径内各处的相位均方误差为

$$\delta_\phi = 0.01 \text{ rad (相当于光程差为 } 8 \times 10^{-4} \lambda)$$

如果干涉图是用一个有 1000 个点阵的阵列探测器探测的, 则峰值误差将下降到 $6\delta_\phi$ (即 $\lambda/200$) 以下。

式(1.2-33)表明在相关检测中增加抽样数 N , 可有效地抑制随机噪声对测量的影响。

2. 条纹扫描干涉仪

实际的条纹扫描干涉仪示于图 1-14, 它是一台小型专用计算机与泰曼-格林干涉仪的结合, 条纹扫描是用计算机控制压电晶体驱动参考镜产生的, 参考镜每次移动 $l_i = \lambda(2n)$, 探测器采用 32×32 排列的光电二极管阵列(1024 个点阵)。它接收孔径上各点在不同相位的光强信号, 专用计算机通过一系列外部设备并运用软件对测量过程进行控制、计算并显示波面轮廓。

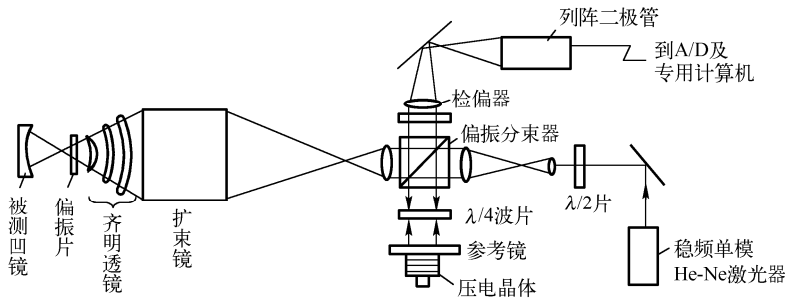


图 1-14 测量波面的扫描干涉仪

干涉仪中首先考虑的是光源, 要使波面检测精度达到 $\lambda/100$, 应使用高稳定激光光源——单模稳频 He-Ne 激光器。这种光源允许干涉仪两支光路有较大的光程差, 允许的参考臂很短并保持固定不动。

被检表面有镀膜、不镀膜或镀增透膜, 表面反射率可能低于 1%, 在这种情况下, 采用偏振干涉系统是最好的解决办法。在图(1-14)中, 旋转照明光路中的 $\lambda/2$ 片, 使入射线偏振光方向与垂直方向成 θ_i 角, 这样通过偏振分光镜就能控制参考光路和检测光路的光强:

$$\begin{cases} I_R = I_0 \cos^2 \theta_i \\ I_M = I_0 \sin^2 \theta_i \end{cases} \quad (1.2-34)$$

I_R 和 I_M 都分别两次通过 $1/4$ 波片, 重新会合时偏振方向分别旋转了 90° , 由于 $\lambda/4$ 波片之前的所有表面的反射都没有通过 $1/4$ 波片, 所以被偏振分光镜抑制而不能进入观察或接收方向, 只有被检表面的返回光线及参考表面的返回光线才能进入接收方向。检偏振器的作用是使偏振方向正交的 I_R 和 I_M 变成偏振方向相同的光束, 以便形成干涉。偏振器光轴与垂直方向夹角为 θ_A , 它起着控制 I_R 和 I_M 在其光轴方向的相对光强的作用, 因而也就决定了条纹的对比度。设参考镜的反射率为 1, 被检面的光强反射率为 R , 若满足上述条件则有

$$\begin{aligned} RI_M \cos^2 \theta_A &= I_R \sin^2 \theta_A \\ \theta_A &= \arctan(R \tan \theta_i) \end{aligned} \quad (1.2-35)$$

和

$$\text{当 } \theta_i \text{ 和 } \theta_A \text{ 互补时} \quad \theta_A = \arctan \sqrt{R} = \frac{\pi}{2} - \theta_i \quad (1.2-36)$$

被检信号达最大值。于是在接收器上得到最大信号强度

$$I_{\max} = I_0 \frac{R}{(1 + \sqrt{R})^2} \quad (1.2-37)$$

这一结果在 R 很小时特别重要, 因为将用偏振分光镜得到的 I_{\max} 与用一般分束镜得到的 I_{\max} 进行比较, 会发现: 当 $R \rightarrow 0$ 时, 光强增加 3 倍; 当 $R \rightarrow 1$ 时, 光强增加很小。式 (1.2-37) 是被测表面反射率很低时使光强损耗最小的必要条件。

3. 系统误差的消除

普通干涉测试都是假定干涉仪本身的光学元件是理想的, 因而测出的条纹变形就是反映被检件的面形。事实上, 干涉图面形信息所表示的是既包括被检表面又包括干涉仪本身的误差信息。为了把干涉仪本身的误差控制在允许范围内, 往往对干涉系统光学元件的质量提出严格要求, 这将给制造干涉仪光学元件带来困难, 并使干涉仪的成本提高。

如果采用足够大存储容量的计算机, 开始时先用标准表面把干涉仪本身的误差精确地存储起来, 然后在测量被检表面时把所得测量结果与之进行相减, 因而尽管干涉仪本身光学元件的误差较大, 也可通过相减把其清除。例如, 为了达到 $\lambda/100$ 的面形测量精度, 干涉仪本身的总误差只要不大于 1λ 就够了。这种方法要求开始时要有个标准表面与干涉仪产生干涉, 虽然只是测量开始前进行一次, 但这一步是比较困难的, 因为要构造一个标准表面并非容易之事, 所以这种存储相减只适合大批量检测同一尺寸的被检表面。

另一种消除干涉系统误差以便获得被检表面质量的方法称为绝对校正方法。此法要求在数学上处理三个波面 w_1 、 w_2 、 w_3 , 其中 w_1 是被检面在起始位置时得到的波面, w_2 是被检面在同一位置上绕光轴旋转 180° 的情况下得到的波面, w_3 是把被检表面的顶点放在聚焦镜的焦点处所得到的波面, 如图 1-15 所示。因此 w_1 、 w_2 、 w_3 可写成

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= w_R^0 + w_T^0 + w_S^0 \\ w_2 &= w_R^0 + w_T^0 + w_S^\pi \\ w_3 &= w_R^0 + \frac{1}{2}(w_T^0 + w_T^\pi) \end{aligned} \right\} \quad (1.2-38)$$

式中: w_R^0 为参考光路波面的贡献; w_T^0 为检测光路波面的贡献; w_S^0 为被检面的贡献; θ 为被检面的方向 (0 或 π)。当干涉系统存在系统误差时, w_R^0 和 w_T^0 不为零, 但 w_S^0 可通过下面的计算求得

$$w_4 = \frac{1}{2}(w + \bar{w}_2) = \frac{1}{2}(w_R^0 + w_R^\pi + w_T^0 + w_T^\pi) + w_S^0 \quad (1.2-39)$$

$$w_5 = \frac{1}{2}(w + \bar{w}_3) = \frac{1}{2}(w_R^0 + w_R^\pi + w_T^0 + w_T^\pi) \quad (1.2-40)$$

$$\text{因此 } w_S^0 = w_4 - w_5 = \frac{1}{2}(w_1 - \bar{w}_2 - w_3 - \bar{w}_3) \quad (1.2-41)$$

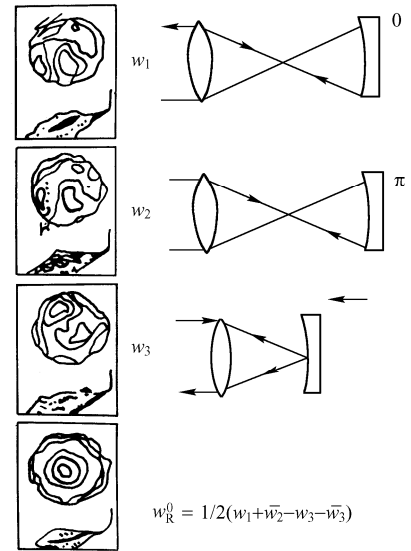


图 1-15 波面的绝对校正

式中, 字母上的横线表明其波面相位等于原波面旋转 π 弧度, 并且 w_1 、 w_2 、 w_3 必须是消除了离焦和倾斜后的波面。

上述绝对标准方法的优点是不需要标准参考面, 但要检测出三个波面以确定干涉仪误差。

4. 波面拟合处理

在波面检测时, 由于被检表面总是难免存在着位移、倾斜、离焦等装调误差, 所以所得的波面相位往往也包含这些因素的误差。但是当波面数据存储在计算机的存储器里时, 这种由位移、倾斜和离焦引起的装调误差很容易被提取并加以消除。

当存在位移、倾斜和离焦时, 孔径内各点 (x_i, y_i) 处的波面可以表示为

$$w(x_i, y_i) = w_0(x_i, y_i) + A + Bx + Cy + D(x_i^2 + y_i^2) \quad (1.2-42)$$

式中, $2Kw(x_i, y)$ 是包含倾斜及离焦误差时的波面相位, $2Kw(x_i, y_i)$ 是消除了这些误差后的波面相位, A 为常数项, B 和 C 为 x 、 y 方向的倾斜系数, D 为离焦系数。

为了求出 $w_0(x_i, y_i)$, 就必须求出系数 A 、 B 、 C 、 D 并减去由它们组成的各项。这些系数可通过对被测孔径内所有点用最小二乘法求函数极小值的办法来求出。这个运算过程是高精度测量波面的一个重要组成部分。由于可以通过以上分析方法来消除干涉仪的装校误差, 所以被测件在干涉仪中不需要严格调整。

5. 波面相位的连续化处理

由式(1.2-32)来计算波面相位 $w(x, y)$, 是利用傅里叶级数系数比值的反正切来求得的。由于计算机库函数中反正切函数的主值限范围为 $-\pi$ 到 π , 大于 2π 的波面变化将产生相位跳变[见图 1-16(a)], 因而造成了波面相位分布的不连续性。为消除这种相位跳变, 可以建立一个相位补偿函数 $w_B(x, y)$, 把它加在不连续的相位分布 $w(x, y)$ 上, 使之成为连续的相位分布:

$$w'(x, y) = w(x, y) + w_B(x, y) \quad (1.2-43)$$

如果波面上任意两相邻采样点间的相位变化不大于 2π , 则可以建立判断跳变点的判据, 对孔径内所有数据点, 计算它与相邻数据点的相位差, 计算方法如下:

$$\Delta w(x, y) = w(x_i, y) - w(x_{i-1}, y)$$

或

$$\Delta w(x, y) = w(x, y_i) - w(x, y_{i-1}) \quad (1.2-44)$$

当 $|\Delta w(x, y)| \ll 2\pi$ 时, 相位分布连续; 当相邻点相位差接近 2π 时, 相位将发生跳变。因此可以建立一个阈值标准, 比如说以 $|\Delta w(x, y)| = 0.9 \times 2\pi$ 作为判据来判断相位不连续点, 同时可根据 $\Delta w(x, y)$ 的符号来判断跳变方向。这样通过对相邻点做逐点比较, 对跳变点或加上 2π , 或减去 2π , 即可构造出连续的波面 $w'(x, y)$ 。

这个连续化过程可以从数据列阵中心开始, 先沿 x 轴逐点考察, 在图 1-16(b) 中, 不妨令 $w_B(x_0, y_0) = 0$, 然后令 $w_B(x_i, y_0) = w_B(x_0, y_0)$ (其中 $i=1, 2, \dots, p-1$), 直至根据阈值判据在 (x_p, y_0) 检出第一个间断点。对间断点 (x_p, y_0) 令

$$w_B(x_p, y_0) = w_B(x_{p-1}, y_0) \pm 2\pi \quad (1.2-45)$$

如果跳变方向为正, 即 $\Delta w(x, y) > 0$, 在图 1-16(a) 中标以 “ \uparrow ”, 则式(1.2-45)中用减号, 如果跳变方向为负, 在图 1-16(a) 中标以 “ \downarrow ”, 即 $\Delta w(x, y) < 0$, 在式(1.2-45)中用加号。对后续点, 又令 $w_B(x_{i-1}, y_0) = w_B(x_i, y_0)$ (其中 $i=p+1, p+2, \dots, r-1$), 直至在 (x_r, y_0) 处又出现一个跳变点。对 (x_r, y_0) 点施加与 (x_p, y_0) 点相同的 $\pm 2\pi$ 的补偿。对整个 x 轴重复这一过程, 得到沿 x 轴的补偿相位分布 $w_B(x, y_0)$ 。利用 $w_B(x, y_0)$ 补偿后由式(1.2-43)就可得到 x 方向的连续波面 $w'(x, y_0)$, 如图 1-16(c) 所示。

然后固定 x_i , 进行 y 方向的相位补偿处理, 其方法与沿 x 方向的处理方法相同。对二维平面孔径内所有点做这种连续化处理后, 就可得到连续化的波面。

6. 软件框图及功能

图 1-17 为条纹扫描干涉仪的软件系统流程图。

该软件系统按功能主要可分为 4 个部分: ① 数据采集及预处理; ② 数据处理; ③ 数据管理; ④ 结果输出。

数据采集及预处理部分主要完成下列工作: 输出控制信号驱动压电晶体同步扫描; 向摄像机或 CCD 阵列发出同步信号; 对干涉图做网格点多幅采样; 采样数据的加权累加平均; 采样

点相位计算；环境监测；孔径确定；消除波面相位分布的跳变等。启动后，除了判断环境监测矢量是否在容许范围之内而需用人机对话方式回答外，计算机将自动执行以上程序至得到波前数据。

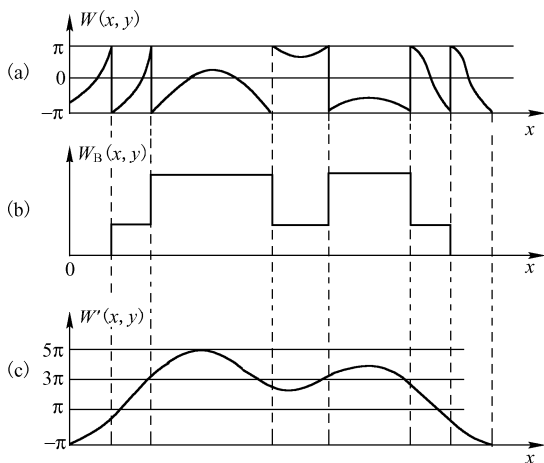


图 1-16 波面相位跳变的消除

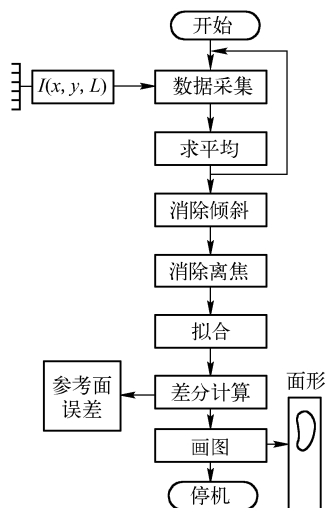


图 1-17 波面测量及计算的程序流程图

对动态干涉图做同步扫描采样的过程中，需要用某种手段来监视工作环境和仪器状态，以判定采样数据是否可以接受(即是否可以进行处理)。环境监测是根据不同采样周期计算得到各周期的相位 $w(x, y) = \arctan \frac{a_1}{b_1}$ 及其模 $\sqrt{a_1^2 + b_1^2}$ ，对每一周期计算出列阵中心附近一点的相位和模值，并将它们显示为首尾衔接的矢量列。该矢量列中各矢量段的长度正比于模值，而幅角等于相位角。如果工作环境稳定，干涉仪稳定、无振动，干涉条纹对比度好，则孔径内采样点在不同周期得到的相位及模值应大体相同，此时得到的矢量列中各矢量段的长度(模值)及幅角(相位)也大致相同，因此一个直而且各段长度相等的矢量列表明干涉仪状态良好。一个矢量列所需的段数(即采样周期)可人为选择(一般为 5~10 周期)并由人机对话方式送入计算机。

数据处理功能包括：对波前数据做最小二乘拟合；消除倾斜、离焦等基本处理；各种形式的质量指标计算，如波前的均方根偏差 RMS、PV 值误差。

数据管理包括数据的保存和恢复，即波面数据在不同存储区或内存与磁盘之间的转移，以及数据类型的转换等功能。存储波面数据是消除仪器误差的相减测量法和绝对校正测量法所要求的。

结果的输出包括测量结果的打印输出，以及等高线和立体透视图形式的显示器显示，或绘图仪的绘图输出。以上应用软件均可在 IBM-PC 计算机上实现。

1.3 多光束干涉技术

当一束光入射到一块透明板上时，它在板的两面上将发生多次反射，结果有一系列光束由板的每边射出，振幅逐渐减小。考虑所有的反射光之间的干涉，如果板面反射率很高，与双光束干涉对比，多光束干涉条纹图样强度分布将发生很大变化，并因此具有重要实际应用。

1.3.1 平行平板的多光束干涉条纹

考虑一块平行平面透明板，其折射率为 n' ，周围介质的折射率为 n ，并假设有一单色平面光波以 θ_i 角入射到板上，设光线 SB_1 (见图 1-18) 代表入射波的传播方向。在第一个面上，这个波分成两个平面波，一个被反射，方向为 B_1C_1 ，另一个透射进入板内，方向为 B_1D_1 。这个透射波以 θ'_i 角入射到第二个面上，并且在这里再分成两个平面波，一个透射出板外，方向为 D_1E_1 ，另一个反射回板内，方向为 D_1B_2 ；板内反射的光波不断从两界面透射出去，如图 1-18 所示。

从图 1-18 中可得相邻透射或反射光束的光程差为平行平板内光反射两次的路程。相邻光的相位差为

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda_0} n' h \cos \theta'_i \quad (1.3-1)$$

式中， h 是板的厚度， λ_0 为真空中的波长。光波从

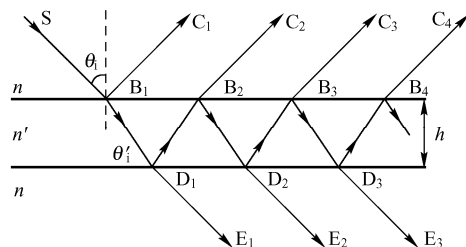


图 1-18 平面波在平行平板中的反射

周围介质进入板内时，反射系数为 r ，透射系数为 t ；光波从板内传播至介质时，反射系数为 r' ，透射系数为 t' 。假定光源 S 发出入射光波的复振幅为 A ，从平板反射回来的各光波的复振幅依次为

$$rA, \quad tt'r'Ae^{i\Delta\phi}, \quad tt'r'^3Ae^{2i\Delta\phi}, \quad \dots, \quad tt'r'^{(2p-3)}Ae^{i(p-1)\Delta\phi}, \quad \dots$$

若忽略因反射而多出的常数相位因子，则从平板透射出来的各光波的复振幅依次为

$$tt'A, \quad tt'r'^2Ae^{i\Delta\phi}, \quad tt'r'^4Ae^{2i\Delta\phi}, \quad \dots, \quad tt'r'^{2(p-1)}Ae^{i(p-1)\Delta\phi}, \quad \dots \quad (1.3-2a)$$

其中

$$tt' = T', \quad r = -r', \quad r'^2 = r'^2 = R' \quad (1.3-2b)$$

式中， R' 和 T' 分别为平板表面的反射率和透射率，二者之和为 1， $R' + T' = 1$ 。

由式 (1.3-2a)，平板的前 p 个反射波叠加，可得到叠加后的光波振幅

$$\begin{aligned} A^{(r)}(p) &= A \left[r + tt'r'e^{i\Delta\phi} \left(1 + r'^2e^{i\Delta\phi} + \dots + r'^{2(p-2)}e^{i(p-2)\Delta\phi} \right) \right] \\ &= A \left[r + \frac{1 - r'^{2(p-1)}e^{i(p-1)\Delta\phi}}{1 - r'^2e^{i\Delta\phi}} tt'r'e^{i\Delta\phi} \right] \end{aligned} \quad (1.3-3)$$

考虑理想情况，有无穷多束反射光发生干涉，此时取极限 $p \rightarrow \infty$ ，由式 (1.3-3) 可以得到

$$A^{(r)} = A^{(r)}(\infty) = -\frac{r' \left[1 - (r'^2 + tt')e^{i\Delta\phi} \right]}{1 - r'^2e^{i\Delta\phi}} A \quad (1.3-4)$$

再由式 (1.3-2b) 可得

$$A^{(r)} = \frac{(1 - e^{i\Delta\phi})\sqrt{R'}}{1 - R'e^{i\Delta\phi}} A \quad (1.3-5)$$

因而可以得到反射光的强度为

$$I^{(r)} = A^{(r)} A^{(r)*} = \frac{(2 - 2\cos\Delta\phi)R'}{1 - 2R'\cos\theta_i + R'^2} I = \frac{4R'\sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}}{(1 - R')^2 + 4R'\sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}} I \quad (1.3-6)$$

式中， I 是入射光的强度。

用同样方法可得到透射光振幅 $A^{(t)}$ 表达式如下

$$A^{(t)}(p) = \frac{1 - r'^{2p}e^{ip\Delta\phi}}{1 - r'^2e^{i\Delta\phi}} tt'A \quad (1.3-7)$$

当 $p \rightarrow \infty$ 时，式 (1.3-7) 化为

$$A^{(t)} = A^{(t)}(\infty) = \frac{tt'}{1 - r'^2e^{i\Delta\phi}} A \quad (1.3-8)$$

因而得到透射光的强度为

$$I^{(t)} = \frac{T'^2}{1 - 2R' \cos \theta'_i + R'^2} I = \frac{T'^2}{(1 - R')^2 + 4R' \sin^2 \frac{\phi}{2}} I \quad (1.3-9)$$

假设入射光是一组平面波，强度相等，入射角为 θ_i ，折射角为 θ'_i ，可以得到

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{2n'h \cos \theta'_i}{\lambda_0} \quad (1.3-10)$$

采用焦距为 L 的透镜将透射光汇聚，在焦平面上产生等倾条纹。条纹顺着 θ'_i 为常数形成一条轨迹。由式 (1.3-7) 和式 (1.3-8) 可知，当 $\Delta\phi$ 取 2π 的整数倍时， θ'_i 方向上对应的透射光获得极大强度；当 $\Delta\phi$ 取 2π 的半整数倍时， θ'_i 方向上对应的透射光强度为极小值。

平行平板的反射及透射光强度分布由式 (1.3-6) 和式 (1.3-9) 给出。可以得到反射光的光强与入射光的光强之比为

$$\frac{I^{(r)}}{I} = \frac{F \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}}{1 + F \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}} \quad (1.3-11)$$

以及透射光与入射光强度之比为

$$\frac{I^{(t)}}{I} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}} \quad (1.3-12)$$

式中

$$F = \frac{4R'}{(1 - R')^2} \quad (1.3-13)$$

当 $R' \ll 1$ 时， $F \ll 1$ ，这时，平行平板的透射光及反射光都可近似成如以下两式所示的双光束干涉的形式

$$\frac{I^{(r)}}{I} = F \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2} = \frac{F}{2} (1 - \cos \Delta\phi) \quad (1.3-14)$$

$$\frac{I^{(t)}}{I} = 1 - F \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2} = 1 - \frac{F}{2} (1 - \cos \Delta\phi) \quad (1.3-15)$$

当 $R' \rightarrow 1$ 时， F 很大，这时透射光的干涉图样为全暗背景上的一系列亮条纹。由能量守恒定律可知，反射光的干涉图样为全亮背景上的一系列暗条纹。

采用光强半峰值宽度来表示条纹锐度。将相邻条纹的间隔与半宽度之比，称为条纹细度 F 。透射光中，对于 $\Delta\phi$ 取 2π 的整数倍时形成的条纹，半强度的两点位于

$$\Delta\phi = 2m\pi \pm \frac{\varepsilon}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.3-16)$$

根据式 (1.3-16)， ε 应该满足

$$\frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\varepsilon}{4}} = \frac{1}{2} \quad (1.3-17)$$

若 ε 很小，近似有 $\sin \frac{\varepsilon}{4} = \frac{\varepsilon}{4}$ ，可得到半宽度为

$$\varepsilon = 4/\sqrt{F} \quad (1.3-18)$$

相邻条纹的相位间隔为 2π ，于是条纹细度为

$$F = 2\pi/\varepsilon = \pi\sqrt{F}/2 \quad (1.3-19)$$

本节中假定入射光为严格单色光，若采用准单色光，强度分布等于各个单色光产生的干涉

图样的叠加。准单色光的平均波长为 $\bar{\lambda}_0$ ，波长分布宽度为 $\Delta\lambda$ ，各个单色光形成的强度极大分布宽度相当于波长 $\bar{\lambda}_0$ 的光波图样相位 $|\Delta\phi|$ 的变化量。忽略 $n'h$ 对波长的依赖关系，则 $|\Delta\phi| = 2\pi m \Delta\lambda / \bar{\lambda}_0$ 。只要 $|\Delta\delta|$ 与单色条纹的半宽度 ε 相比可以忽略，即可以认为干涉强度分布与严格单色光相同。由式 (1.3-19) 得到满足此条件时

$$Fm\bar{\lambda}_0 \ll \bar{\lambda}_0^2 / \Delta\lambda \quad (1.3-20)$$

式中， $\bar{\lambda}_0^2 / \Delta\lambda$ 是光波的相干长度。

1.3.2 法布里-珀罗干涉仪

法布里-珀罗干涉仪采用平行平板产生多光束干涉条纹，光照射在正入射附近。该仪器由两块平行玻璃板或石英板构成 (见图 1-19)，两块板相对的表面镀有高反射膜，两块板做成契形，以避免未镀膜外表面上反射的干扰。该仪器中，用一个长短固定的间隔物 D 将两块板隔开。间隔物通常为稳定性较好的空心圆柱，每端有三个凸包，板由几个弹簧压在凸包上，采用改变弹簧的压力来实现调节。

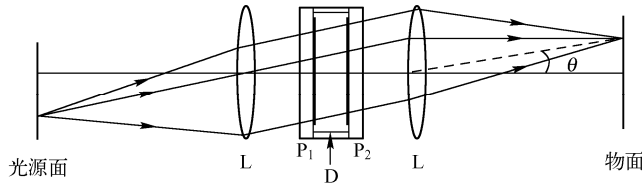


图 1-19 法布里-珀罗干涉仪

对于准单色光源 S ，在透镜 L 的焦平面上将形成一系列很窄的等倾干涉亮条纹，对应的干涉级次为

$$m = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{2n'h\cos\theta'}{\lambda_0} + \frac{\varphi}{\pi} \quad (1.3-21)$$

式中， n' 是板间空气的折射率， h 是两平行平板内反射面的间隔， θ' 是反射角，而 φ 是反射相变。透镜的光轴通常与板垂直，因而对应的各个整数 m 的亮条纹是一组同心圆。圆心在正入射透射光的焦点上，如图 1-20 所示。在焦点处， $\theta' = 0$ ， m 的值最大，设为 m_0 ，有

$$m_0 = \frac{2n'h}{\lambda_0} + \frac{\varphi}{\pi} \quad (1.3-22)$$

一般 m_0 不是整数，因而可以写成

$$m_0 = m_1 + e \quad (1.3-23)$$

式中， m_1 是最中心亮条纹的整数级次，而 e 小于 1。通过式 (1.3-21)、式 (1.3-22) 和式 (1.3-23) 可以推导出从中心数起第 p 个亮条纹的角半径 θ_p ，当 θ_p 不太大时，其结果为

$$\theta_p = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{n'\lambda_0}{h}} \sqrt{p-1+e} \quad (1.3-24)$$

式中， n 是两板外部空气的折射率。因此，该条纹的角直径 D_p 由下式给出

$$D_p^2 = (2f\theta_p)^2 = \frac{4n'\lambda_0 f^2}{n^2 h} (p-1+e) \quad (1.3-25)$$

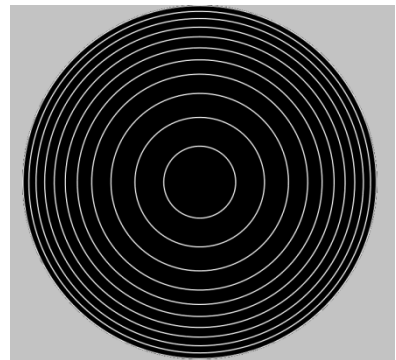


图 1-20 法布里-珀罗干涉仪
透射光干涉条纹

式中, f 是透镜 L 的焦距。

实际工作中, 法布里-珀罗干涉仪有 3 个重要特性参量, 分别为条纹细度 F 、峰值透射率 τ' 和衬比因子 C 。

$$F = \frac{\pi\sqrt{R'}}{1-R'} \quad (1.3-26)$$

$$\tau' = \left(1 - \frac{A}{1-R'}\right)^2 \quad (1.3-27)$$

式中, A 为光波被仪器内金属膜吸收的功率占总功率之比, 其与透射、反射功率间存在关系:

$$A + R' + T' = 1$$

$$C = \left(\frac{I^{(r)}}{I}\right)_{\max} / \left(\frac{I^{(r)}}{I}\right)_{\min} = 1 + F = \left(\frac{1+R'}{1-R'}\right)^2 = 1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \quad (1.3-28)$$

1.3.3 应用法布里-珀罗干涉仪测光谱线的精细结构

假设入射光有两个单色成分, 想象它们的波长差在逐渐增大, 若它们的强度差得不太大, 从干涉图样中出现两套相互错开的极大条纹, 就可以证明它们的存在, 可以说这两个成分被干涉仪分辨开了。1899 年, 法布里和珀罗用这种方法直接观察到了以前迈克耳孙间接推断的光谱线的精细结构, 从此法布里-珀罗干涉仪在光谱学的这一分支中占据了统治地位。

瑞利建议, 当两个等强度成分中一个的强度主极大同另一个的强度第一极小相重合时, 这两个成分应当算是刚刚被分辨开, 见图 1-21。这时, 在合分布中, 中点强度与极大强度之比为 $8/\pi^2 = 0.811$ 。

采用鞍峰强度比作为法布里-珀罗干涉仪的分辨判据。一个单色光透过法布里-珀罗干涉仪产生的强度分布为

$$I(\Delta\phi) = \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}} \quad (1.3-29)$$

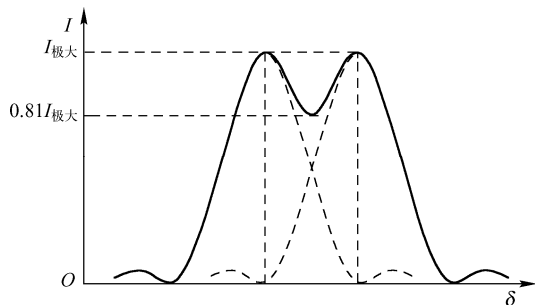


图 1-21 两个刚能被分辨开的单色光谱成分

如果有两束单色光, 它们透射光的强度极大值处的 δ 值相差 ε , 则两束光叠加后的总强度为

$$\begin{aligned} I_{\text{总}}(\Delta\phi, \varepsilon) &= I\left(\Delta\phi + \frac{\varepsilon}{2}\right) + I\left(\Delta\phi - \frac{\varepsilon}{2}\right) \\ &= \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\Delta\phi + \frac{\varepsilon}{2}}{2}} + \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\Delta\phi - \frac{\varepsilon}{2}}{2}} \end{aligned} \quad (1.3-30)$$

两个成分的强度极大之间的中点处, 总强度是 $I_{\text{总}}(2m\pi, \varepsilon)$, 其中 m 是一个整数; 根据上述的瑞利判据, 两单色光刚被分辨开时, 总强度的极大与各成分的强度极大重合, 则总强度极大处为 $I_{\text{总}}\left(2m\pi \pm \frac{\varepsilon}{2}, \varepsilon\right)$ 。因此, 两谱线刚能分辨时, ε 应满足下式

$$\frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\varepsilon}{4}} = 0.81 \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}} \quad (1.3-31)$$

如果光波的单色性很好, 那么 $\varepsilon \ll \pi/2$, 有 $\sin \varepsilon = \varepsilon$, 则式 (1.3-31) 可简化为

$$F^2\varepsilon^4 - 15.5F\varepsilon^2 - 30 = 0$$

因此得到

$$\varepsilon = 4.15/\sqrt{F} \quad (1.3-32)$$

由式(1.3-1), 假设折射率与波长无关, 并且 h 很大, 以至于 ε 与 δ 相比可以忽略, 则准单色光的谱宽为

$$|\Delta\delta| = \frac{4\pi n'h \cos\theta'}{\lambda_0^2} \Delta\lambda = 2m\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (1.3-33)$$

在分辨极限时, $|\Delta\delta|$ 等于式(1.3-12)中的 ε , 所以法布里-珀罗干涉仪的分辨率为

$$\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = 0.97mF \quad (1.3-34)$$

在正入射附近, $m \approx 2n'h/\lambda_0$, 分辨率可取作

$$\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = \frac{2Fn'h}{\lambda_0} \quad (1.3-35)$$

这样可以得到, 法布里-珀罗干涉仪的分辨率正比于细度和平行板的光学间隔。

举例来说, 设 $F = 30$ ($R \approx 0.9$), 这在可见光谱范围是很容易达到的, 则当 $n'h = 4\text{mm}$, $\lambda_0 = 500\text{nm}$ 时, 分辨率约为 5×10^5 。这个量级的分辨率要用最大的线光栅才能达到。

1.3.4 应用法布里-珀罗干涉仪比较波长

棱镜摄谱仪和光栅摄谱仪所产生的光谱, 其波长是用内插法来测量的, 任一谱线的波长可用相邻两条标准线的已知波长来表出。当使用大型摄谱仪进行这种比较时, 准确度可达到百万分之一, 因此标准线的相对波长值亦需要准确到这个程度, 同时需要有足够多的标准线以便于内插。此外还需确定波长与长度标准的关系。在光谱学上, 建立一个圆满的波长系统, 要完成两项工作。首先选定一基准线, 将它的波长同代表长度标准的实物进行比较, 其次, 在全光谱各处选定其他谱线作为次级基准, 将它们的波长同基准波长进行比较。1907 年选定的基准线为镉红线, 在规定的激发条件下测得这条线的波长为 $6438.4696 \times 10^{-10}\text{m}$ 。确定好基准波长后, 其他波长同它的比较就是一个纯光学过程了, 这是法布里-珀罗干涉仪的重要应用之一。

用基准和待测光照射干涉仪, 借助适当装置将各个图样分开拍下来。设 λ_s 是标准线在干涉仪板间折射率为 n' 的空气中的波长, 设 $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ 是待测波长。根据式(1.3-21)、式(1.3-22), 忽略 $\Delta\lambda$ 随波长的变化, 则有

$$(m_{1s} + e_s)\lambda_s = (m_{11} + e_1)\lambda_1 = (m_{12} + e_2)\lambda_2 = \dots = 2H \quad (1.3-36)$$

其中

$$2H = 2h + \frac{\Delta\lambda}{\pi} \quad (1.3-37)$$

式中, $m_{1s}, m_{11}, m_{12}, \dots$ 是各波长第一个亮环的整数级次, 而 e_s, e_1, e_2, \dots 是中心处的小数级次。这些小数级次可由测量各环直径得到。整数级次 $m_{1s}, m_{11}, m_{12}, \dots$ 可用剩余小数法求得, 这个方法是用测微计测量两板间隔 h , 最接近 $2h/\lambda_s$ 的那一整数 m'_{2s} , 就是 m_{2s} 的一个近似值, 可写成

$$m_{2s} = m'_{2s} + x \quad (1.3-38)$$

式中 x 是未知数。若 h 的测量不确定度为 Δh , 则

$$|x| \leq 2\Delta h/\lambda_s \quad (1.3-39)$$

例如, 当 $\Delta h \approx 0.01\text{mm}$ 时, $\lambda_s = 643.8\text{nm}$, $|x| \leq 30$ 。然后, 将 $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ 的已知近似值 $\lambda'_1, \lambda'_2, \dots$ 和 λ_s 的近似干涉级次 $m'_{1s} + e_s$ 代入式(1.3-36), 得到各待测波长相应的近似序

$m_{11} + e_1, m_{12} + e_2, \dots$, 关系如下

$$\begin{cases} m'_{11} + e'_1 = (m'_{1s} + e_s) \lambda_s / \lambda'_1 \\ m'_{12} + e'_2 = (m'_{1s} + e_s) \lambda_s / \lambda'_2 \end{cases} \quad (1.3-40)$$

令 $\lambda_1 = \lambda'_1 + \Delta\lambda'_1$, 由式 (1.3-36) 和式 (1.3-38), 有

$$(m_{11} + e_1)(\lambda'_1 + \Delta\lambda'_1) = (m_{1s} + e_s) \lambda_s = (m'_{2s} + x + e_s) \lambda_s \quad (1.3-41)$$

再利用式 (1.3-39), 可以得到

$$m_{11} + e_1 = m'_{11} + x + \left[e'_2 + \left(\frac{\lambda_s - \lambda'_1}{\lambda'} \right) x \right] - (m_{11} + e_2) \frac{\Delta\lambda'_1}{\lambda'_1} \quad (1.3-42)$$

将式 (1.3-39) 所允许的各个可能的 x 值代入式 (1.3-42) 右边的方括号项中, 计算出它所得出的小数部分。 x 值正确时, 计算得到的小数部分必须同式 (1.3-42) 左边的测量小数 e_1 一致, 不确定度范围是 $(m_{11} + e_2) \Delta\lambda'_1 / \lambda'_1$ 。若平行板间距足够小, 该不确定度远小于 1。从小数级次的计算值和测量值的比较, 可以看出某些 x 值是不可取的, 再用其他近似波长 $\lambda'_2, \lambda'_3, \dots$ 进行同样的计算, 即可将 x 确定下来。通常有三条线即可, 需要它们的波长适当分开, 也可用第 4 条线作为验证。

得到 x 值后, 就可以从式 (1.3-38) 和式 (1.3-42) 求出 $m_{1s}, m_{11}, m_{12}, \dots$ 这样由式 (1.3-36) 就可以得到

$$\lambda_1 = \frac{m_{1s} + \theta_s}{m_{11} + \theta_1} \lambda_s, \quad \lambda_2 = \frac{m_{1s} + \theta_s}{m_{12} + \theta_2} \lambda_s, \quad \dots \quad (1.3-43)$$

整数级次是确定无疑的, 测得波长的不确定度 $\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2, \dots$ 由小数序测量值 e_s, e_1, e_2, \dots 的不确定性决定。若后者在 ± 0.01 以内 (采用高反膜此精度不难获得), 并且 $m_{1s}, m_{11}, m_{12}, \dots$ 在 10^4 量级, 则 $\Delta\lambda_1 / \lambda_1, \Delta\lambda_2 / \lambda_2, \dots$ 的量级为 10^{-6} 。现在用这些较为准确的波长并加大板间隔来重复上述实验, 从而得到更准确的波长值; 可以继续增大板间距, 直到待测线的锐度减弱到不宜再测为止。

上述实验假定除基准外, 其他波长都不够准确。一旦有了一些测量精确度接近基准的次级基准, 测定其他波长就更为简化。可用次级基准和剩余小数法测定 $2H$, 而 $2H$ 只要小到足以从近似波长 $\lambda'_1, \lambda'_2, \dots$ 明确无误地定出 m_{11}, m_{12}, \dots 。

由式 (1.3-36) 和式 (1.3-41), 可得

$$m_{22} + e_2 = \frac{2H}{\lambda'_1} - (m_{11} + e_1) \frac{\Delta\lambda'_1}{\lambda'_1} \quad (1.3-44)$$

当 $(m_{11} + e_1) \frac{\Delta\lambda'_1}{\lambda'_1} \approx 0.3$ 时, 可准确定出 m_{11} 。若 $\frac{\Delta\lambda'_1}{\lambda'_1} \approx 10^{-5}$, 则要求 $m_{22} \approx 3 \times 10^4$ 。在可见光谱波长范围, 相当于 $H \approx 10\text{mm}$; 当小数序 e_2 测量的准确度在 ± 0.01 以内时, 波长 $\lambda_2 = 2H / (m_{11} + e_1)$ 的不确定度 $\Delta\lambda_1 / \lambda_1 \approx 3 \times 10^{-7}$, 即用干涉仪测量一次, 就可以使准确度提高约 30 倍。

实际上, 如果被比较的各条谱线在光谱中隔得很宽, $\Delta\lambda$ 与 λ 无关就不能够近似成立了。由此产生的系统误差, 可以用测量具有不同间隔 h_1, h_2 的法布里-珀罗干涉仪来消除误差。

1.4 剪切干涉技术

1.4.1 波面剪切的形成

对波面进行检测时, 剪切干涉不需设置一个基本没有误差的参考波阵面, 而是采用波前的

自身横向位移或剪切来形成参考波面。波面剪切是通过如平行平板等元件将一个空间相干的波面分裂成两束完全相同或相似的波面，两者彼此间产生一个小的空间位移，两波面上各个点都是相干的，在两个波面的重叠区域形成干涉条纹，通过分析处理此条纹，可以获得原始波面信息。

实现波面剪切的方法有很多种，如在平行光路中采用一个平行玻璃平板(见图 1-22)，一束待测平行光以入射角 θ_i 射向平行玻璃平板，一部分光线在前表面反射形成原始波面，另一部分光线进入平板后，由后表面反射再从前表面透射出来，与第一部分光线所形成的波面产生错位，两个波面间位移量 S 的大小与平板玻璃厚度 h 和折射率 n 以及光线的入射角 θ_i 有如下关系式

$$S = h \sin \frac{2\theta_i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (1.4-1)$$

对于一块玻璃平板， h 、 n 均为常量，只能通过改变入射角 θ_i 来改变波面位移 S 。

采用衍射方案也能实现波面剪切。将一个衍射光栅置于被测波面的汇聚点附近，利用光栅的衍射产生若干级次的彼此错位波面。高级次衍射光波强度较弱，实际中采用零级和一级衍射波。

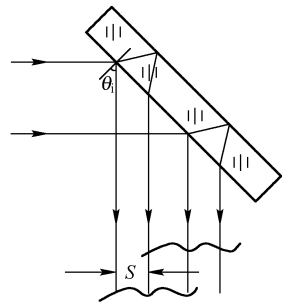


图 1-22 平行平板剪切

1.4.2 剪切干涉测量原理

图 1-23 所示的是默蒂 (Murty) 于 1964 年设计的一种单平板剪切干涉仪。激光器的出射光束由显微物镜会聚，焦点位于针孔滤波器处，通过滤波器后，光束成为空间相干性较好的球面波，照射到待检透镜上，将透镜焦点调节到球面波中心，形成准直的被测波面，照射到平行平面玻璃板上。由平行平板前后表面反射形成两错位波面，两波面在重叠区产生干涉。

剪切干涉仪的优点在于不需要标准参考波面，但其干涉图与被测波面的关系比普通干涉图复杂。图 1-24 所示为 x 方向错位的两波面干涉图样，原始波面记为 $W(x, y)$ ， (x, y) 为波面 P 点处的坐标，错位波面记为 $W(x - s_x, y)$ ，沿 x 方向的错位量为 s_x 。两波面的光程差 $\Delta W(x, y)$ 为波长的倍数，亮条纹处则为波长的整数倍。

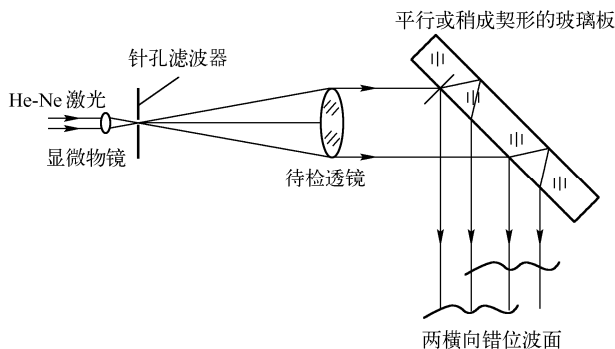


图 1-23 平行平板玻璃剪切干涉仪

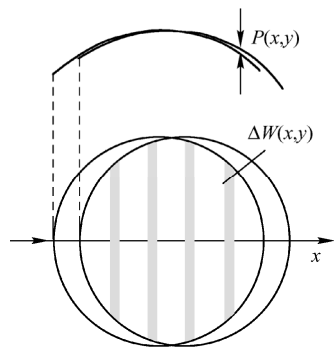


图 1-24 x 方向错位的两波面干涉图

$$\Delta W_x(x, y) = W(x, y) - W(x - s_x, y) = N_x \lambda \quad (1.4-2)$$

当 s_x 足够小时，可得

$$\Delta W_x(x, y) = \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} s_x = N_x \lambda \quad (1.4-3)$$

式中, N_x 为沿 x 方向错位 s_x 的干涉条纹序号, λ 为光波波长。

为提高原始波面的复原精度, 需要采集 y 方向错位的干涉图, 通过该图可消除 x 方向 s_x 整数倍的波面谐波成分的误差。记 y 方向的错位量为 s_y , 同样可得到 y 方向错位干涉图样的亮纹方程式

$$\Delta W_y(x, y) = \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} s_y = N_y \lambda \quad (1.4-4)$$

式 (1.4-3) 和式 (1.4-4) 中偏微分分别代表面型梯度的一个分量。若以矢量 \bar{B} 表示被检面型梯度, 可得

$$\bar{B} = \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} d\bar{x}_0 + \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} d\bar{y}_0 \quad (1.4-5)$$

式中, $d\bar{x}_0$ 和 $d\bar{y}_0$ 分别代表 x 和 y 方向的单位矢量。选择被测波面孔径中心点, 作为积分路径起点来计算波面, 并设 $W(0, 0) = w_0$, 选定积分路线如图 1-25 所示, 先从原点积分到 P 点的纵坐标 y , 再从 $(0, y)$ 积分到 (x, y) , 因此

$$W(x, y) = \int_{OP} \bar{B} d\sigma = \int_0^y \frac{\partial W(0, y)}{\partial y} dy + \int_0^x \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} dx + w_0 \quad (1.4-6)$$

利用式 (1.4-6) 求 $W(x, y)$, 实际上分三步进行: 第一步是通过对 x 方向错位的干涉图的积分来计算 $W_x(x, y)$; 在第二步计算中应注意 $\partial W(0, y)/\partial y$ 中只包含 $x=0$ 的部分, 所以第二步只要在 y 方向错位图中取中间的一条进行积分即可; 第三步是由 W_x 、 W_y 及 w_0 求出被检波面 $W(x, y)$ 。

也可采用泽尼克 (Zernike) 多项式表示原始波面及两个错位波面。

$$W(x, y) = \sum_k A_k Z_k(x, y) \quad (1.4-7)$$

$$N_x \lambda / s_x = \sum_k B_k Z_k(x, y) \quad (1.4-8)$$

$$N_y \lambda / s_y = \sum_k C_k Z_k(x, y) \quad (1.4-9)$$

如图 1-25 所示, 在两幅正交的错位干涉图上以 s_x 和 s_y 为间距做矩形网格, 采集公共干涉域内网格点上的干涉条纹级次, 代入式 (1.4-8) 和式 (1.4-9), 分别拟合出 B_k 和 C_k 。比较式 (1.4-7)、式 (1.4-8) 和式 (1.4-9) 的关系, 可以导出 A_k 、 B_k 和 C_k 的关系式, 从而求得 A_k 。

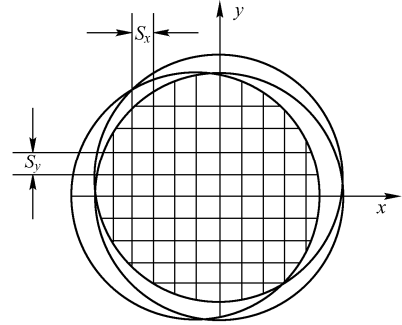


图 1-25 两幅正交错位干涉图的处理网格

1.4.3 剪切干涉仪及其应用

哈瑞哈兰 (Hariharan) 1975 年提出一种改进型的平板错位干涉仪。其原理如图 1-26 所示, 采用两块玻璃平板, 由平板 P_1 和 P_2 之间的空气隙构成错位元件, 一个被测波面被空气隙两侧的平板表面分别反射, 形成错位波面 W_1 和 W_2 。平板 P_2 前后移动改变空气隙的厚度, 或转动改变两板夹角, 均可以改变错位波面位置。双平板干涉仪的简图见图 1-27。

1. 激光波面质量检测

这里讨论的是波面的相位分布, 而忽略波面的强度分布。设激光束被平板前表面反射的波面为

$$W_1(x, y) = D^2(x^2 + y^2) \quad (1.4-10)$$

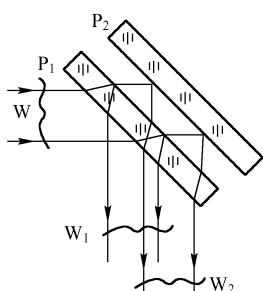


图 1-26 双平板错位干涉原理

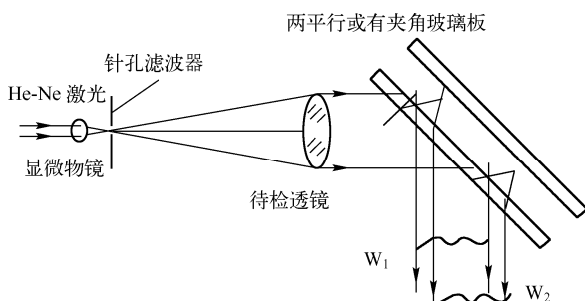


图 1-27 双平板错位干涉装置

后表面反射的波面为 $W_2(x, y) = D^2[(x - s_x)^2 + y^2] + b_1 + b_2x$ (1.4-11)

式中, D 是波面的离焦系数, $D = 1/2R_2$, R_2 是该处的波面曲率半径。由错位干涉图导出该波面的曲率半径公式, 并判断波面的会聚与发散。将式 (1.4-10) 和式 (1.4-11) 代入式 (1.4-2), 有

$$(2Ds_x - b_2)x - Ds_x^2 - b_2 = N_x\lambda \quad (1.4-12)$$

其相邻条纹的方程式为 $(2Ds_x - b_2)(x + b_x) - Ds_x^2 - b_2 = (N_x + 1)\lambda$ (1.4-13)

两式相减后, 得 $b_x = \frac{\lambda}{2Ds_x - b_2}$ 或 $R_z = \frac{s_x b_x}{\lambda + b_2 b_x}$ (1.4-14)

式中, b_x 为沿 x 方向错位的干涉条纹的间距, b_2 为错位元件等效空气隙的夹角的 2 倍, 即 $b_2 = 2n\beta$, n 为玻璃板的折射率。

当采用双板干涉时, 通过观察干涉条纹可将空气隙调整至严格平行。这时检测 R_z 变得更为方便, 公式简化为

$$R_z = s_x b_x / \lambda \quad (1.4-15)$$

判断激光束是会聚还是发散, 只需移动平板, 减小空气隙距离, 观察干涉图条纹间距的变化, 如条纹间距变宽, 说明曲率半径 R_z 变大, 则判断激光束会聚; 反之则光束发散。

2. 晶体材料光学均匀性检测

如图 1-28 所示, 在未放入待检晶体前调好等距平行直条纹。然后将晶体棒料放入, 棒料的两端面已严格磨平抛光。这时, 比较光路中增加棒料后形成的干涉条纹与原背景条纹的差异, 灵敏地显示出被检棒料的光学均匀程度。图 1-29(a) 显示样品的条纹与背景条纹比较一致, 表明该工件的均匀性好; 图 1-29(b) 显示样品的条纹明显变形且疏密不一, 表明该工件均匀性不好。该检测系统具有很好的实时性。

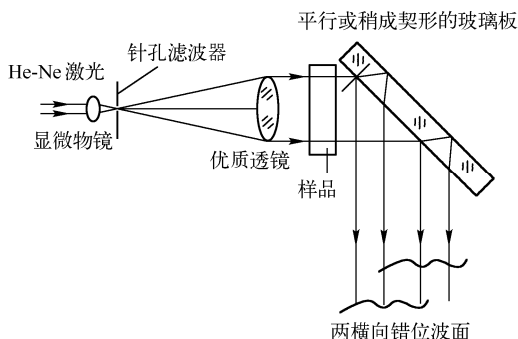


图 1-28 晶体均匀性检测

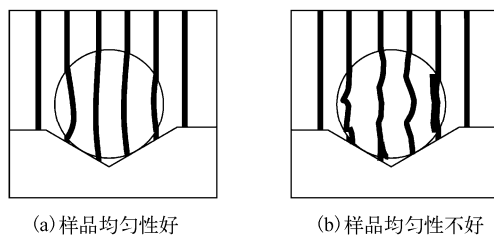


图 1-29 晶体均匀性的错位干涉图

1.5 外差干涉技术

1.5.1 外差干涉技术的提出

激光干涉测量系统，以光波波长为基准来测量各种长度，具有很高的测量精度。在迈克耳孙干涉测量系统中(见图 1-30)，由于测量镜在测量时一般是从静止状态开始移动到一定的速度的，因此干涉条纹的移动也是从静止开始逐渐加速的，为了对干涉条纹的移动数进行正确的计数，光电接收器后的前置放大器一般只能用直流放大器，因此对测量环境有较高要求，测量时不允许干涉仪两臂的光强有较大的变化。为了保证测量精度，一般只能在恒温、防震的条件下工作。

当激光干涉仪的测量镜移动时，光电接收器经直流前置放大器后的输出信号如图 1-31 所示。由于测量时外界环境的干扰，使干涉仪两支光路的光强发生变化，引起光电信号的直流电平也相应地发生起伏。当光强变化使光电信号幅值低于计数器的触发电平时，计数器停止计数，此时测量镜尽管仍在继续移动，但计数器却没有累加计数，造成测量误差。要使计数器恢复计数，就要重新调整触发电平。有些情况下，可以用调低触发电平来适应光强的变化，但对车间现场各种干扰因素引起的光强随机变化，调整触发电平的方法往往跟不上光强的变化。因此，一般的激光干涉仪不能用于车间现场进行精密计量。为了适应在车间现场实现干涉计量的需要，必须使干涉仪不仅具有高的测量精度，而且还要能克服车间现场环境因素变化引起的光电信号直流漂移，光外差干涉技术就是在这种要求下发展起来的。这类技术的一个共同点是在干涉仪中引入具有一定频率的载波信号，干涉后被测信号通过这一载波信号来传递，并被光电接收器接收，从而使光电接收器后面的前置放大器，可以用交流放大器来代替常规的直流放大器，以隔绝由于外界环境干扰引起的直流电平漂移，使仪器能在车间现场环境下稳定工作。利用这种激光外差技术设计的干涉仪称为外差干涉仪，由于它是用交流放大器工作的，所以外差干涉仪也常称交流(AC)干涉仪，而常规采用直流放大器的干涉仪则可称为直流(DC)干涉仪。

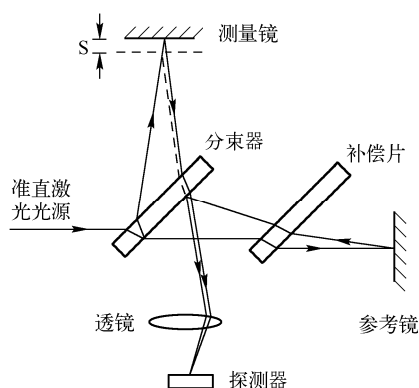


图 1-30 迈克耳孙干涉仪测长

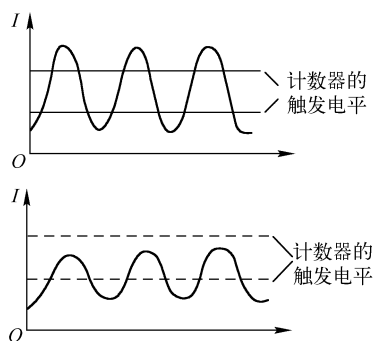


图 1-31 直流干涉仪的漂移情况

1.5.2 产生激光外差干涉的途径

通过某些途径，使激光器本身能产生两种频率的激光，且这两种频率的激光的偏振方向相互垂直，频差为 $1\sim 100\text{MHz}$ 。典型的激光器有基于塞曼效应的 He-Ne 双频激光器，在激光器内安装双折射器件得到双频激光等。双频激光本质上也是光的一种调制，它是利用

塞曼效应，通过外加磁场于 He-Ne 激光器上，使得该激光发出的两正交偏振态的频率产生一个差值，因此双频激光属于外界磁场对光产生的频率调制，有关光的频率调制方法及原理详见 3.2 节。

用声光调制器、电光调制器或磁光调制器直接对激光器发出的光进行调制，同样可以得到两种频率的双频激光，有关声光调制、电光调制及磁光调制的内容详见 3.2 节。

1.5.3 外差干涉测长原理

双频激光干涉仪是一种精密、多功能的干涉测量系统，可以测量多种几何量，如位移、角度、垂直度、平行度以及直线度、平面度等，广泛用于装配、制造、非接触测量等精密计量领域。

图 1-32 为双频激光外差干涉仪的光路图。干涉仪的光源为一双频 He-Ne 激光器，这种激光器是在全内腔单频 He-Ne 激光器上加上约 $300 \times 10^{-4} \text{T}$ (特拉斯) 的轴向磁场。由于塞曼效应和频率牵引效应，使该激光器输出两个不同频率的左旋和右旋圆偏振光，其频率差 $f \approx 1.5 \text{MHz}$ 。

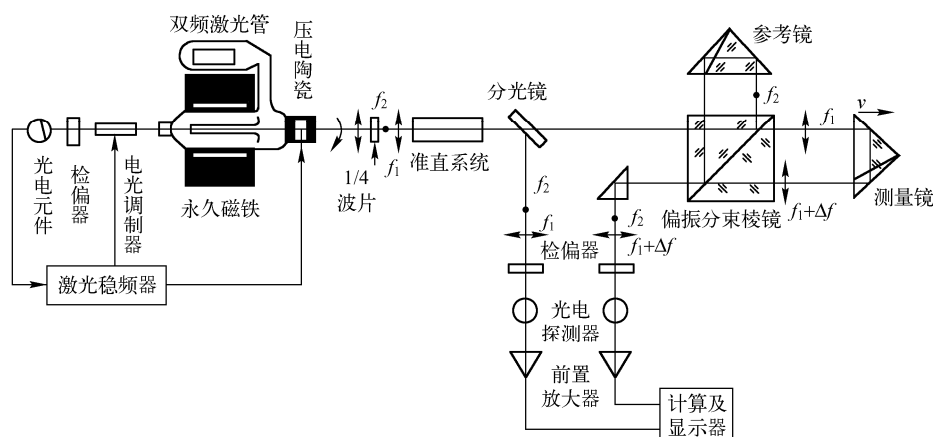


图 1-32 双频激光外差干涉仪的光路图

图 1-32 中双频激光器发出的双频激光束通过 $1/4$ 波片变成两束振动方向互相垂直的线偏振光 (设 f_1 平行于纸面, f_2 垂直于纸面)。经扩束器适当扩束准直后, 光束被分光镜分为两部分, 其中一小部分被反射到检偏器上, 检偏器的透光轴与纸面成 45° , 根据马吕斯定律, 两个互相垂直的线偏振光在 45° 方向上的投影, 形成新的同向线偏振光并产生“拍”, 其拍频等于两个光频之差, 即 $\Delta f_0 = f_1 - f_2 = 1.5 \text{MHz}$, 该信号由光电接收器接收后进入前置放大器, 放大后的信号作为基准信号送至计算机。另一部分光束透过分束镜沿原方向射向偏振分束棱镜。偏振方向互相正交的线偏振光被偏振分束镜按偏振方向分光, f_2 被反射至参考镜, f_1 则透过到测量镜。这时, 若测量镜以速度 v 运动, 由于多普勒效应, 从测量镜返回光束的光频发生变化, 其频移 $\Delta f = 2v/\lambda$ 。该光束返回后重新通过偏振分束镜与 f_2 的返回光会合, 经反射镜及透光轴与纸面成 45° 的检偏器后也形成“拍”, 其拍频信号可表示为

$$f_1 - (f_2 \pm \Delta f) = \Delta f_0 \pm \Delta f \quad (1.5-1)$$

式中, 正负号由测量镜移动方向决定。当测量镜向偏振分束器方向移动时 f 为负, 反之为正。拍频信号被光电接收器接收后, 进入交流前置放大器, 最后也被送至计算机。计算机将拍频信号 $\Delta f_0 \pm \Delta f$ 与参考信号 Δf_0 进行相减处理后, 就可得到所需的测量信息 Δf 。

设在测量镜移动的时间 t 内, 由 Δf 引起的条纹亮暗变化次数为 N , 则有

$$N = \int_0^t \Delta f dt = \int_0^t \frac{2\nu}{\lambda} dt = \frac{2}{\lambda} \int_0^t \nu dt \quad (1.5-2)$$

式中, $\int_0^t \nu dt$ 为在时间 t 内测量镜移动的距离 L , 于是有

$$L = N \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (1.5-3)$$

由 f 换算成 L 的工作由计算机通过软件自动进行, 最后由显示器显示被测长度值。

以上采用多普勒方法对外差式激光干涉测长的计算公式进行了推导, 下面使用干涉的方法来进行描述。由激光器出射的两个相互垂直的线偏振光可以表示为

$$E_1 = E_0 \sin(2\pi f_1 t + \phi_{01}) \quad (1.5-4a)$$

$$E_2 = E_0 \sin(2\pi f_2 t + \phi_{02}) \quad (1.5-4b)$$

这两束线偏振光被分光镜反射, 通过检偏器后, 产生干涉, 由光电接收器得到的参考信号为

$$I_{\text{ref}} = \frac{1}{2} E_0^2 \{ \cos[2\pi(f_1 - f_2)t + (\phi_{01} - \phi_{02})] \} \quad (1.5-5)$$

同样透过分光器的光, 被偏振分束棱镜分为两部分, 即参考光 f_1 和测量光 f_2 , 它们被各自的角锥棱镜反射后再次通过偏振分束棱镜和检偏器后, 产生干涉, 在光电接收器上得到的干涉信号为

$$I_{\text{meas}} = \frac{1}{2} E_0^2 \{ \cos[2\pi(f_1 - f_2)t + (\phi_{01} - \phi_{02}) + \Delta\phi] \} \quad (1.5-6)$$

式中, $\Delta\phi$ 是测量光束与参考光束之间的相位差

$$\Delta\phi = 4\pi nL / \lambda_0 \quad (1.5-7)$$

式中, n 为介质折射率, L 为测量光与参考光之间的路程差或测量镜移动的距离。由式 (1.5-7) 可得

$$L = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \cdot \frac{\lambda_0}{2n} = N \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (1.5-8)$$

与式 (1.5-3) 完全一样。

双频激光干涉仪中, 双频起调频的作用, 被测信号只是叠加在这一调频载波上, 这一载波与被测信号一起被光电接收器接收并转换成电信号。当测量镜静止不动时, 干涉仪仍然保留一个 $f = 1.5\text{MHz}$ 的交流信号。测量镜的运动只是使这个信号的频率增大或减小, 因而前置放大器可采用交流放大器, 避免了用直流放大器时所遇到的棘手的直流漂移问题。一般单频激光干涉仪中, 光强变化 50% 就不能继续工作; 而对双频激光干涉仪, 即使光强损失达 95%, 干涉仪仍能正常工作, 抗干扰性能强, 适用于现场应用。

1.5.4 激光测振仪

基于多普勒测速的非接触激光测振方法, 其技术已相当成熟, 激光多普勒测速实际上就是使用激光干涉仪来测量多普勒频移。

如图 1-33 所示为 POLYTEC 公司生产的激光测振仪 (laser Doppler vibrometry, LDV) 的工作原理示意图。由 He-Ne 激光器发出频率为 ν_0 的激光束, 通过一个马赫-曾德尔 (M-Z) 干涉仪, 在其一个臂上安装一个布拉格盒 (声光调制器), 通过声光调制器后, 得到频率为 $\nu_0 + \nu_s$ (ν_s 为声光调制器的调制频率) 的调制光。频率为 ν_0 的光透过分束器 BS_2 后, 经透镜会聚在被测振动体上, 并由物体后向散射, 经过 BS_2 和 BS_3 后到达光电接收器, 这一束光

为测量光束，其在光电接收器上的光频为 $\nu_0 \pm \Delta\nu$ ($\Delta\nu$ 为振动引起的多普勒频移)。频率为 $\nu_0 + \nu_s$ 的光由分束器 BS_3 反射后，直接到达光电接收器，两光束会合后获得的拍频光束的频率为

$$\nu_D = \nu_0 + \nu_s - (\nu_0 \pm \Delta\nu) = \nu_s \pm \Delta\nu \quad (1.5-9)$$

其中多普勒频移

$$\Delta\nu = 2\nu(t)/\lambda_0 \quad (1.5-10)$$

式中， $\nu(t)$ 是物体振动的速度； λ_0 为入射激光的波长。

由此可见参考光与测量光的频率差与振动物体的速度成比例，或者说参考光与测量光之间的相位差与振动物体的移动距离成比例，即 $\Delta\phi = 2\pi nL/\lambda_0$ ， L 为测量光与参考光之间的路程差。

由于被测振动体常为漫反射体，为尽可能收集由漫反射表面散射回来的光，并尽量改善返回光的波面，测量光必须是会聚光。会聚光点越小，会聚透镜的口径就越大，越有利于收集返回光和改善返回光波面。

以上激光测振仪只能对物体表面的单点振动进行测量与分析，一种使用声光调制器的扫描激光测振仪工作原理示意图如图 1-34 所示。

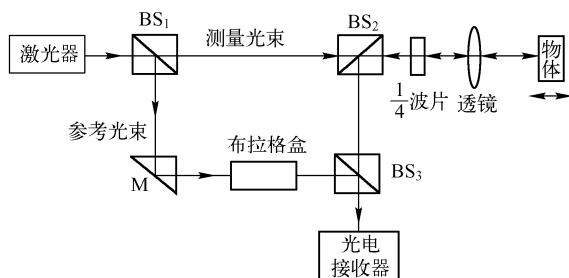


图 1-33 激光测振仪工作原理示意图

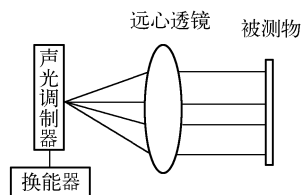


图 1-34 激光扫描测振仪工作原理示意图

利用声光调制器可以实现光线偏转，可以得到第一级衍射光相对于入射光的偏转角

$$\theta_m \approx \sin \theta_m = \frac{\lambda}{\lambda_s} = \frac{f_s}{V_s} \lambda \quad (1.5-11)$$

式中， V_s 和 f_s 分别为声波在晶体中的传播速度和声波的频率。因此光的偏转角与声波的频率成正比，改变声波的调制频率，就可以对光的偏转方向进行控制。通过一个远心透镜就可以将偏转的激光会聚到被测物体表面，经过被测表面散射后再经过该透镜会聚到原来的发射处。

一种基于以上声光偏转器的激光扫描测振仪光路图如图 1-35 所示。激光器发射的光经过空间滤波器、声光调制器 (AOM) 后，没有衍射的光直接透过分光器，经过第一个声光偏转器 (AOD) 后，偏转光经分光器透射由远心透镜会聚到被测物体表面；而经过声光调制器 (AOM) 后发生衍射的光被分光镜反射，经过第二个性能完全相同的声光偏转器 (AOD)，其偏转光经分光器透射后由另外一个远心透镜会聚到固定的参考表面；经被测表面和参考表面反射回来的光再次通过各自的远心透镜，经过分光镜反射后达到光探测器 2，形成测量信号。改变声光调制器的频率，测量光束和参考光束发生同样的光线偏转，实现对物体表面的扫描。此外经过两个声光偏转器后的零级光束被两个分光器反射后，达到光探测器 1，形成参考信号。由于参考信号和测量信号经过相同的 M-Z 干涉仪，外界振动及温度变化等均形成共模信号而被抑制，从而提高了测量系统的抗干扰能力。

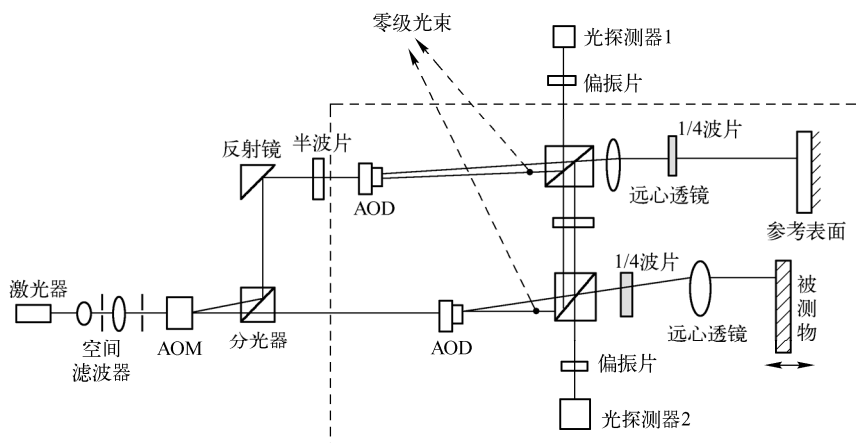


图 1-35 激光扫描测振仪的光路图

1.6 全息干涉技术

全息的概念早在 1948 年就由英国的盖伯 (D.Gabor) 提出，但真正形成应用还是 20 世纪 60 年代中期以后。所谓全息就是在摄影底片上同时记录物体的振幅和相位的全部信息。普通摄影只能记录物体的光强信息而丢失了与光强有关的相位信息。因此，称这种新的摄像原理为全息术 (Holography)。Holo 在希腊文字中表示“完全”的意思，全息意即全部信息。

全息术是一种不用透镜成像，而用相干光干涉得到物体全部信息的二步成像技术。第一步是记录，即底片上以干涉条纹的形式存储被摄物的光强和相位。第二步是再现，即用光衍射原理来重现物体原来的三维形状。因此，全息术的特点如下。

(1) 三维性：能获得物体的三维信息，成立体像。而普通摄影只是记录光强，丢失了相位信息，只能呈现二维平面像。

(2) 不可撕毁性：取全息图的任何部分都可再现出原来的物体，仅成像的亮度减弱分辨率降低而已。

(3) 信息容量大，不怕油污，擦伤。

(4) 光学系统简单：原理上无须透镜成像，是一种无透镜摄像方法。

全息术是日前光学及精密测试研究中极其活跃、很有应用价值的一个新领域。从全息术的发展来看，全息术的形成是一个不断克服各种技术障碍的过程。最早的障碍是没有强的相干光源，1960 年激光器出现后全息术才得到真正的发展和应用。之后的障碍是全息图再现时总伴随有共轭像。共轭像是一个散焦像，妨碍了对高质量像的观察。1962 年美国密执安大学的利思 (E.J.Jcith) 和厄帕特尼克斯 (I.Upatnicks) 提出了离轴全息图，从而消除了观察全息图再现像时共轭像和实像互相重叠而降低像质的困难。所以全息术实际上是从 1962 年开始的。以后相继出现了彩色全息术、虹全息及白光全息等。在应用方面更是突飞猛进，这主要是全息干涉计量，全息无损检测，全息存储及全息器件。到目前为止，全息术的研究已发展到三个领域，即光全息、声全息及微波全息。许多过去无法检测或难于检测的问题利用全息术均获得了解决。全息检测技术的优点和它在科研、生产中的作用正日益被人们所认识，从航天科学到牙科手术，从生物体检测到艺术品修复都可应用这门新技术。

全息术从技术上说最近的发展是很快的，例如，可以省去普通乳胶片所必须的湿处理，而用光塑材料的热处理给出相位全息图，提供了趋于实时的全息检测法。另外，用脉冲激光全息

的某些方法,在生产现场实现全息检测,而不再局限于有防震工作台的黑暗实验室。这就是说全息术可以走出实验室,成为生产中实时控制与检测的一种新工具。

1.6.1 全息干涉基本原理

全息术与普通摄影术不同,其底片除记录从物体来的散射波以外,还要记录参考波,即把物体波与参考波同时在底片上曝光。图 1-36 是典型的全息记录原理图。从激光器发出的相干单色光用分光板分为两束:一束光经扩束物镜后用来照明被摄物体,称为物体光(物体波);另一束光经扩束物镜,直接照射到高分辨率的全息底片 H 上,称为参考光(参考波)。当来自物体的散射光,即物体光在全息底片 H 上与参考光相遇时就进行相位比较,其结果是产生干涉条纹。干涉条纹经曝光而记录在底片 H 上,这就完整地记录了被摄物体形状的振幅和相位,存储了物体景物的三维信息。

经过显影处理后的全息底片称为全息图。全息图完全不同于普通照片,因为全息图上并没有被摄的景物,只有间距极小,形状不规则的干涉条纹。由于条纹间隔一般仅为 $5 \times 10^{-3} \text{mm}$,眼睛是看不清楚的,因此,要看到被摄景物,必须对全息图进行再现。所谓再现,就是用原来记录时的参考光照明全息图,如图 1-37 所示。再现像将有两个:当眼睛从全息图背面观察时,由于全息图上干涉条纹的衍射,将看到一个被摄物体的虚像 O' (图 1-37(a))。当眼睛对着全息图观察时,将看到共轭波形成的一个实像,此实像也称共轭像 O'' (图 1-37(b))。由于人眼受孔径限制,共轭像一般不易观察到。这样,全息图的再现一般是观察虚像。这就是全息术的原理。把上面的全息图制作与观察过程用一句话归纳,就是“用照相底片接收从物体来的散射光,用参考光来保持其光束的相位状态;再现时,用激光照射,使原来保持的光束再按原前进的方向前进,从而看到再现的物体图像”。这就是全息图的概念。

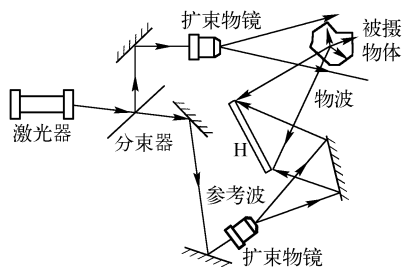


图 1-36 全息记录原理图

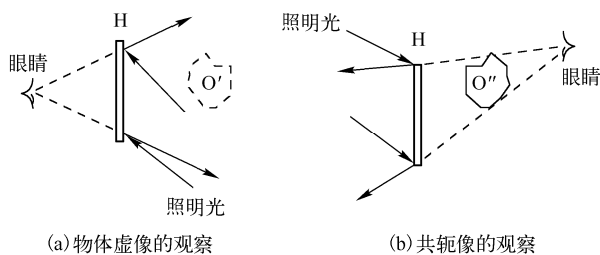


图 1-37 全息图再现

由于全息图是散射光产生的干涉条纹,它分布于整个底片面上,因此,如果底片缺损一部分,仅减少了干涉条纹所占面积,降低了再现像的亮度与分辨率,而对再现像的位置与形状是毫无影响的。这就是说,全息图对缺损、划伤、油污、灰尘没有严格要求,这点在应用中具有重要意义。

1.6.2 全息干涉技术及应用

全息干涉技术于 1965 年首先由 R.Powell 及 K.Stetson 提出。它是将相隔一段时间拍摄的物体波分别记录在同一张全息图上,照明此全息图时,再现的两光波就发生干涉。由于干涉条纹就可精密地检测任意形状、任何表面状态的三维试件。全息干涉相比于一般干涉方法,其主要优点是:

(1) 一个物体在不同时刻的干涉图记录。因此可以检测该段时间内物体位置和形状的变化, 精度达到 $5 \times 10^{-4} \text{mm}$ 以上。

(2) 被检物体变化前后本身的比较, 无须比较基准件, 对形状复杂的工件具有实用价值。

(3) 适用于粗糙表面检测。

这些优点使全息技术扩大了干涉计量的应用领域, 成为现代迅速发展的既灵敏又准确的一种非接触光学测试方法。例如, 对一个大口径透镜可以测定安装前后的变形量; 分析静态和动态下同一零件尺寸的变化; 研究水泥大坝、桥梁工程(钢材油漆面)、生物工程(漫射面)中的动态尺寸变化。全息干涉法的不足是测量范围小, 变形量仅几十个微米左右。为此, 目前正在发展降低灵敏度而扩大测量范围的全息干涉方法。

全息干涉技术主要采用 3 种方法: 静态二次曝光法, 动态时间平均法, 实时法。

1. 静态二次曝光法

静态二次曝光法的要点: 第一次曝光是记录原始物光波。一段时间后, 即物体在另一种状态时, 在同一张底片上进行第二次曝光, 获得全息图。物体变形前后由物体散射的物光信息都储存在此全息图中。用激光再现时, 能同时将物体变形前后的两个波前再现出来。由于这两个波前都是用同一相干光路记录的, 它们几乎在同一空间位置出现, 具有完全确定的振幅和相位分布, 能够相干形成干涉条纹图。通过研究干涉图情况, 了解波面的变化, 进而测量物体的位移和变形, 如图 1-38 所示。

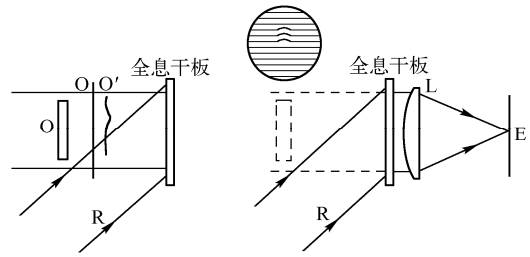


图 1-38 静态二次曝光原理图

设物体原始物光波复振幅为 $\vec{A}_0(x, y) = A_0(x, y)e^{i\varphi_0(x, y)}$, 物体变形后物光波复振幅为 $\vec{A}_0'(x, y) = A_0(x, y)e^{i\varphi_0'(x, y)}$, 参考光光波的复振幅为 $\vec{A}_R(x, y) = A_R(x, y)e^{i\varphi_R(x, y)}$ 。因为所测位移非常小, 可忽略各点漫反射光的振幅或亮度的影响。

第一次曝光到达全息干板的光强是

$$I_1 = (\vec{A}_0^* + \vec{A}_R^*)(\vec{A}_0 + \vec{A}_R) \quad (1.6-1)$$

第二次曝光到达全息干板的光强是

$$I_2 = (\vec{A}_0'^* + \vec{A}_R^*)(\vec{A}_0' + \vec{A}_R) \quad (1.6-2)$$

两次曝光后全息干板上的总光强为

$$I = I_1 + I_2 = (\vec{A}_0^* + \vec{A}_R^*)(\vec{A}_0 + \vec{A}_R) + (\vec{A}_0'^* + \vec{A}_R^*)(\vec{A}_0' + \vec{A}_R) \quad (1.6-3)$$

在线性记录条件下, 振幅透过率与曝光光强成正比, 取比例系数为 1, 则干板经过显影、定影处理后得到的全息图, 用原参考光照射, 其透过的物光波复振幅为

$$\begin{aligned} \vec{U} &= \vec{A}_R I \\ &= \vec{A}_R [(\vec{A}_0^* + \vec{A}_R^*)(\vec{A}_0 + \vec{A}_R) + (\vec{A}_0'^* + \vec{A}_R^*)(\vec{A}_0' + \vec{A}_R)] \\ &= 2(A_R^2 + A_0^2)A_R e^{i\varphi_R} + A_R^2 A_0 (e^{i\varphi_0} + e^{i\varphi}) + A_R^2 A_0 e^{i2\varphi_R} (e^{-i\varphi_0} + e^{-i\varphi}) \\ &= \vec{U}_1 + \vec{U}_2 + \vec{U}_3 \end{aligned} \quad (1.6-4)$$

其中, \vec{U}_1 是零级衍射波; \vec{U}_2 是两个重现的物光波(变形前和变形后)相干叠加的合成波; \vec{U}_3 是合成波的共轭光波。其中 \vec{U}_2 反映了两次曝光时物体形状的变化。 \vec{U}_2 形成虚像, 可透过全息图看到, 其光强为

$$\begin{aligned}
I &= \bar{U}_2^* \bar{U}_2 = A_R^4 (A_0 e^{i\varphi_0} + A_0 e^{i\varphi}) (A_0 e^{-i\varphi_0} + A_0 e^{-i\varphi}) \\
&= A_R^4 [2A_0^2 + A_0^2 (e^{i(\varphi_0 - \varphi)} + e^{-i(\varphi_0 - \varphi)})] = 2A_R^4 A_0^2 [1 + \cos(\varphi - \varphi_0)] \\
&= 4A_R^4 A_0^2 \cos^2 \left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2} \right)
\end{aligned} \tag{1.6-5}$$

由此可以看出,再现光波中出现条纹是由于物体在前后两次曝光之间运动或形变引起了相位的变化。当相位差 $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$, 满足 $2k\pi, k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 时, 出现亮条纹; 当相位差 $\Delta\varphi$ 满足 $(2k+1)\pi, k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 时, 出现暗条纹。在各种应用场合, $\Delta\varphi$ 可以和一些物理量如位移、转动、应变、折射率、温度及密度等联系起来, 通过分析干涉条纹, 算出 $\Delta\varphi$, 就可以计算出与之相联系的物理量, 如物体在各位置处的微小变形等。图 1-39 为中心受集中载荷前后, 四边固定的方板在二次曝光后再现的全息图。

二次曝光法的干涉条纹是两个再现波之间的干涉, 不必考虑物体与全息图的位置精度, 而且获得的是物体两个状态变化的永久性记录, 这就是其优点。另外, 若采用脉冲激光, 二次曝光技术就可以用干涉法来研究瞬态现象, 例如冲击波、高速流体、燃烧过程等。且从照片上可计量到 $\lambda/10$ 的微小变化。

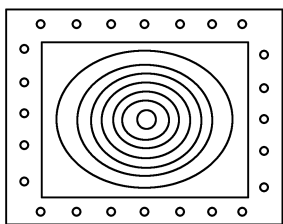


图 1-39 静态二次曝光全息图

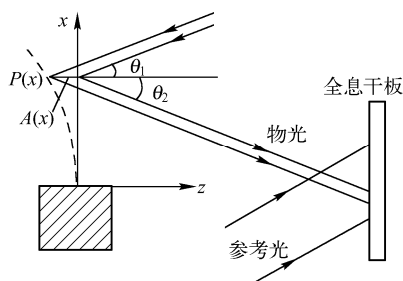


图 1-40 记录振动膜片的时间平均全息法

2. 动态时间平均法

这种方法是对周期振动物体做一次曝光而形成的。若记录的曝光时间大于物体振动周期, 那么, 全息图上就会有效地存储许多像的总效果。物体振动的位置与时间平均相对应, 也就是全息图的再现像是所有像的总效果之间的干涉, 是波前的矢量和。干涉图反映了试件变形的极限位置。由于动态物体各个状态在底片上的曝光量是以平均时间来计算的, 因此叫时间平均法。

以正弦振动为例来说明时间平均法的测量原理。如图 1-40 所示, 设振动角频率为 ω , 膜片上任一点 P 的振幅为 $A_p(x, y)$ 。简谐振动表示为

$$A_p(x, y, t) = A_p(x, y) \cos \omega t \tag{1.6-6}$$

式中, $A_p(x, y)$ 为膜片振动时的横向位移。设参考光光波的复振幅 $\bar{A}_R = A_R(x, y) e^{i\varphi_R(x, y)}$, 初始物光波(静止时)复振幅为 $\bar{A}_0 = A_0(x, y) e^{i\varphi_0(x, y)}$, 振动时的物光波复振幅为 $\bar{A}_0' = A_0(x, y) e^{i\varphi(x, y, t)}$, 并且 $\varphi(x, y, t) = \varphi_0(x, y) + \Delta\varphi(x, y, t)$, $\Delta\varphi(x, y, t)$ 是由于振动的位移引起的相位差。

对膜片的照明光(入射光)和全息干板所接收的反射光分别与膜片表面的法线(即位移)方向成 θ_1 和 θ_2 角, 则物体上一点 P 移动到 P' 时的相位差为

$$\Delta\varphi(x, y, t) = \frac{2\pi}{\lambda} A_p(x, y, t) (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \tag{1.6-7}$$

$$\text{则} \quad \varphi(x, y, t) = \varphi_0(x, y) + \frac{2\pi}{\lambda} A_p(x, y) \cos \omega t (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) = \varphi_0 + K \cos \omega t \quad (1.6-8)$$

其中, $K = \frac{2\pi}{\lambda} A_p(x, y)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)$ 。可以看出, K 仅是 x 和 y 的函数, 与时间 t 无关。到达全息干板的光强为

$$I = (\bar{A}_R^* + \bar{A}_O^*)(\bar{A}_R + \bar{A}_O') = (A_R^2 + A_O^2) + A_R A_O [e^{i(\varphi_R - \varphi)} + e^{-i(\varphi_R - \varphi)}] \quad (1.6-9)$$

$$\text{全息图上的平均曝光量为} \quad W = \int_0^t I dt \quad (1.6-10)$$

式中, t 为曝光时间。线性记录条件下, 比例系数为 1, 当全息图用参考光波 \bar{A}_R 照射时, 得到

$$\begin{aligned} U_R &= \bar{A}_R W = A_R e^{i\varphi_R} \int_0^t I dt \\ &= t(A_R^2 + A_O^2) A_R e^{i\varphi_R} + A_R^2 A_O \int_0^t e^{-i(\varphi - 2\varphi_R)} dt + A_R^2 A_O \int_0^t e^{i\varphi} dt \end{aligned} \quad (1.6-11)$$

式中, 第三项是再现的原物光波, 记作

$$\Phi = A_R^2 A_O \int_0^t e^{i\varphi} dt = A_R^2 A_O \int_0^t e^{i(\varphi_0 + K \cos \omega t)} dt = t A_R^2 A_O e^{i\varphi_0} J_0(K) \quad (1.6-12)$$

$$\text{光强为} \quad I_\Phi = \Phi^* \Phi = t^2 A_R^4 A_O^2 J_0^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} A_p(x, y)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \right] \quad (1.6-13)$$

上式表明时间平均全息图+1 级再现像的光强分布是按零级贝塞尔函数的平方分布的, 其分布曲线如图 1-41 所示。当 $\frac{2\pi}{\lambda} A_p(x, y)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) = \alpha_i, i = 1, 2, 3, \dots$ 时, 为再现像上的暗条纹, 即

$$A_p(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi \cos \theta_1 + \cos \theta_2} \alpha_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (1.6-14)$$

于是得到物体各点振幅 $A_p(x, y)$ 与干涉条纹级次 i 之间的定量关系。由图中看出位移为零的点对应最亮的亮条纹, 一系列位移零点构成了零级亮条纹, 在振动中称为节线。由图中还可看到, 亮条纹的光强衰减得很快, 这意味着高级亮条纹的对比度下降, 一般 5、6 级后就很不清楚了。

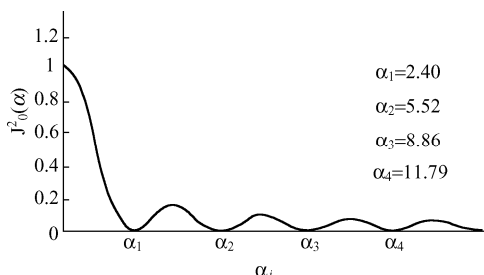


图 1-41 贝塞尔函数分布曲线

时间平均全息干涉计量是一种仅用一次曝光来研究正弦振动的最好工具。这种方法也适合于研究非正弦运动, 是振动分析的基本手段, 在汽车工业、飞机制造业和机床制造业中已获得良好的应用。

3. 实时法

实时法是对物体曝光一次的全息图, 经显影处理后在原来摄影装置中精确复位, 再现全息图时, 再现像就重叠在原来物体上。若物体稍有位移或变形, 就能看到干涉条纹。由于这种干涉计量方法是即刻发生的, 因而称为实时全息干涉计量法, 简称实时法。

实时法的优点是不论静态或动态, 只要一次曝光就可以研究物体变动的全过程, 不必每种情况都拍摄一张全息图。

设初始物光波(未变形前)复振幅为 $\bar{A}_O = A_O(x, y)e^{i\varphi_0(x, y)}$, 物体变形后物光波复振幅为 $\bar{A}' = A_O(x, y)e^{i\varphi(x, y)}$, 参考光光波的复振幅为 $\bar{A}_R = A_R(x, y)e^{i\varphi_R(x, y)}$ 。一次曝光后到达全息底片的光强

$$I_1 = (\bar{A}_O^* + \bar{A}_R^*)(\bar{A}_O + \bar{A}_R) \quad (1.6-15)$$

在线性记录条件下, 全息图的振幅透过率与曝光光强成正比, 取系数为 1, 则透过率为

$$\tau_m = A_O^2 + A_R^2 + A_O A_R e^{i(\varphi_O - \varphi_R)} + A_O A_R e^{-i(\varphi_O - \varphi_R)} \quad (1.6-16)$$

波前再现时用参考光和被测物光波同时照射全息图，这时再现光波为

$$\vec{C} = \vec{A}'_O + \vec{A}_R \quad (1.6-17)$$

因此透过全息图的衍射光波为

$$\begin{aligned} \vec{U} &= \vec{C} \tau_m = (A_R e^{i\varphi_R} + A_O e^{i\varphi}) \tau_2 \\ &= (A_O^2 + A_R^2) A_R e^{i\varphi_R} + A_R^2 A_O e^{i\varphi_O} + A_R^2 e^{i2\varphi_R} A_O e^{-i\varphi_O} + (A_O^2 + A_R^2) A_O e^{i\varphi} + \\ &\quad A_O^2 A_R e^{i(\varphi_O + \varphi - \varphi_R)} + A_O^2 A_R e^{-i(\varphi_O + \varphi - \varphi_R)} \end{aligned} \quad (1.6-18)$$

式中，第 1、2、3 项是用参考光照明后再现的零级和正、负 1 级衍射像；第 4、5、6 项是用变形后的物光波(被测试物光波)照明再现的零级和正、负 1 级衍射像，如图 1-42 所示。

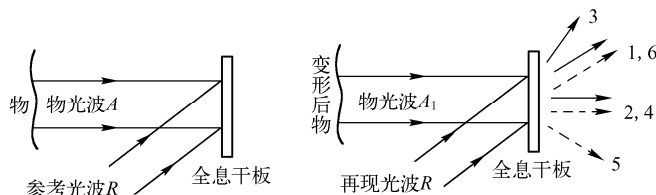


图 1-42 实时法全息图的记录与波面再现

所观察到的干涉现象是由第 2 项和第 4 项代表的初始物光波和被测物光波相干叠加产生的，可以单独考虑这两项。令

$$\vec{U}_1 = A_R^2 A_O e^{i\varphi_O} + (A_O^2 + A_R^2) A_O e^{i\varphi} \quad (1.6-19)$$

则视场中接收到的光强为

$$I_1 = \vec{U}_1^* \vec{U}_1 = A_O^4 [A_R^4 + (A_O^2 + A_R^2)^2 + 2A_R^2 (A_O^2 + A_R^2) \cos(\varphi - \varphi_O)] \quad (1.6-20)$$

可以看出光强分布也是按照余弦函数规律变化的，具有双光束干涉的特点。

实时法为利用全息干涉计量研究物体运动变化提供了一个途径。但对振动分析由于条纹对比度及灵敏度都下降了，不及时间平均法。另外，底片必须严格复原，进行原位处理，否则复位精度不高，同时乳胶收缩产生少量附加条纹，影响精度。实时法使用方便，节省测试时间，因此，还是很有实用价值的，特别适合于测试透明物体中的一些现象。

1.6.3 激光全息干涉测量技术的应用

全息干涉测量技术具有很高的灵敏度，广泛用于位移测量、振动测量、变形测量、应力测量及缺陷检测等方面。

1. 位移和形状检测

用全息干涉法可以得到表示物体在两个状态下的位移或变形的全息干涉条纹图，通过这些干涉条纹图的分析解释，便可以得到所要测量的位移或变形的定量关系。

设物体上一点 P，变形后位置为 P'，有一微小位移 d，如图 1-43(a) 所示。照明光源位置为 S，全息干板位置为 H， θ_1 、 θ_2 分别为入射光与位移的

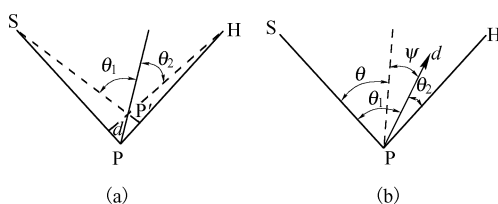


图 1-43 一维位移矢量分析图

夹角、位移与全息干板所接收的反射光的夹角。由图可知两光束的光程差为

$$\Delta = d(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \quad (1.6-21)$$

相应的相位差为

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} d(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \quad (1.6-22)$$

由于位移与物光光程相比是极小量，可以认为物体形变前后 θ_1 和 θ_2 不变。如图 1-43(b) 所示，令 $\theta = \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_2)$ ，即入射光与反射光夹角的一半，它反映了角平分线的位置，

$\psi = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2)$ 为角平分线与位移方向的夹角，则

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} d(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) = 2 \frac{2\pi}{\lambda} d \cos \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cos \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} = \frac{4\pi d}{\lambda} \cos \theta \cos \psi \quad (1.6-23)$$

其中， $d \cos \psi$ 表示位移在角平分线上的分量，用 d_θ 表示，在再现像上亮条纹处 $\Delta \phi = 2N\pi$ ，则

$$d_\theta = d \cos \psi = \frac{\Delta \phi}{2k \cos \theta} \cdot \frac{N\lambda}{2 \cos \theta} \quad (1.6-24)$$

由此可知每一张全息图可以给出平行于入射光和反射光夹角平分线上的位移分量，即给出平行于照明和观察方向夹角平分线上的位移分量。

一般来说，对于一空间物体的三维位移则需要三个独立的全息图，每一个全息图给出平行于观察和照明方向等分线方向的位移分量。

对于不透明物体的离面位移测量，可采用平行光垂直照射的方式，如图 1-44(a) 所示。第一次曝光时物体处于自由状态，第二次曝光时物体处于受力状态，再现的干涉条纹图如图 1-44(b) 所示，此干涉条纹相当于等厚干涉条纹。从图中可以看出 $\theta_1 = 0$ ， $\theta_2 = 0$ ，代入式 (1.6-24) 得到物体的离面位移为

$$d_z = \frac{\sigma \lambda}{4\pi} = \frac{N}{2} \lambda \quad (1.6-25)$$

由此可以看出，干涉条纹越密 (N 越大)，物体的离面位移越大。

图 1-45 为全息测圆柱内孔的光路图。平行激光束照射在锥形透镜上 (该透镜一面是平面，一面是锥面，中间有一个孔，内装凹透镜)。锥形透镜形成一束环状光束以掠射方式均匀照射在内孔壁上形成一次反射，出射后经过第二个锥形透镜使光束成圆环形式照射到全息干板上。参考光束取自激光束的中心区 (图上虚线所示)，它直接通过内孔和锥形透镜，最后发散地照射到全息干板上，产生干涉条纹。检测时先用合格的圆柱内孔做一张全息图，作为标准，然后复位到底片架原来的位置，在屏幕上观察是否有干涉条纹，没有干涉条纹说明复位正确。然后再用一个被检内孔取代标准件，这时屏上出现干涉条纹，条纹反映此内孔的形状误差 (圆度或直线度)。设标准内孔与被检内孔表面之间的径向误差为 ΔD ，则

$$\Delta D = \frac{N\lambda}{2 \cos \theta} \quad (1.6-26)$$

式中， N 为干涉条纹级数。此方法的测量限制是长径之比不能超过 10:1，否则透射比变化，灵敏度降低。

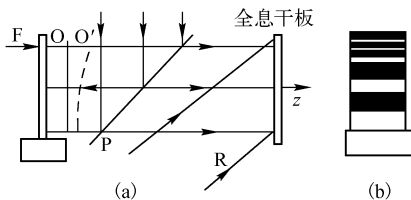


图 1-44 不透明物体的离面位移测量

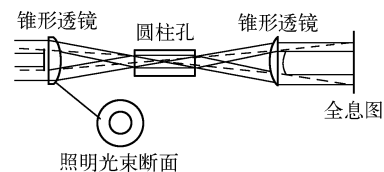


图 1-45 全息测圆柱内孔的光路图

2. 缺陷检测

全息干涉技术不仅可以对物体表面上各点位置变化前后进行比较,而且可以对结构内部的缺陷进行检测。由于检测具有很高的灵敏度,利用被测件在承载或应力下表面的微小变形的信息,就可以判定某些参量的变化,发现缺陷部位,也叫做全息干涉无损检测技术,这在航空航天工业中,对复合材料、碳纤维板、蜂窝结构、叠层结构、航空轮胎和高压容器的检测,具有某些独到之处。

结构在外力作用下,将产生表面变形。若结构存在缺陷,由于缺陷部位的刚度、强度、热传导系数等物理量均发生变化,因而缺陷部位的局部变形与结构无缺陷部位的表面变形是不同的。应用全息干涉方法可以把这种不同表面的变形转换为光强表示的干涉条纹由感光介质记录下来,如果结构不存在缺陷,则这种干涉条纹只与外加载荷有关,其干涉条纹是有规律的;如果结构中存在缺陷,则缺陷处产生的干涉条纹是结构在外加载荷作用下产生的条纹与缺陷引起的变形干涉条纹叠加的结果,这种叠加将引起缺陷部位的表面干涉条纹畸变,根据这种畸变就可以确定结构是否存在缺陷。

三种主要全息干涉测量方法,即二次曝光法、单次曝光法、时间平均法都可以应用,此外,选择正确加载方法以产生清晰、稳定的干涉条纹是缺陷检测的关键。常用的加载方法主要有:机械加载、冲击加载、热辐射加载、增压加载、真空加载及振动加载等。

图 1-46 所示为用全息干涉法对复合材料(用特殊纤维树脂材料或特殊金属胶片纤维粘接而成)制成的涡轮机叶片进行两表面同时检测的光路图,采用振动加载,即将频率信号发

生器发出的信号经功率放大作用在激振器上,并通过激振器与受检试件耦合作用,迫使试件产生受迫振动,拍摄全息图,试件表面将以特定振型的干涉条纹显现。当叶片在某些区域中存在不同振型的干涉条纹时,表示这个区域的结构已遭到破坏,如果振幅本身有差异,则表示这是一个可疑区域,表明这个叶片的复合结构材料是不可靠的。

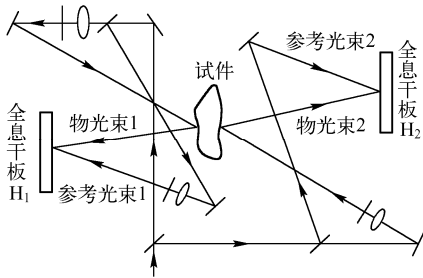


图 1-46 全息干涉法测复合材料表面缺陷光路图

用全息干涉法测试复合材料基于脱胶和空隙易产生振动,从振型可区别这种缺陷。此法的优点是不仅能确定脱胶区的大小和形状,而且可以判定深度。另外,与普通超声测试法相比,全息法的优点是可在低于 100kHz 的激振频率下工作,一次检测的面积要大得多,简化了夹持方法。

全息干涉技术在缺陷检测方面的成功应用还有全息裂纹探测。这种探测主要用于应力裂纹的早期预报,对测定材料缓慢裂纹的敏感性,以及节省测量时间都有意义,是断裂力学研究中的一个新工具。利用二次曝光全息干涉技术,采用内部真空法对充气轮胎进行检测,可以十分灵敏和可靠地检测外胎花纹面、轮胎的网线层、衬里的剥离、玻璃布的破裂、轮胎边缘的脱胶,以及各种疏松现象。

3. 测量光学玻璃折射率的不均匀性

图 1-47 所示为采用全息干涉计量法测量玻璃折射率不均匀性光路图。其中 M_1 、 M_2 、 M_3 和 M_4 是反射镜, B_1 、 B_2 是分光镜, L_1 为准直物镜, L_2 、 L_3 是扩束镜, H 是全息干板, G 是待测玻璃样品。从 L_2 扩束的光线经 L_1 准直后由 M_4 反射回到 B_1 , 再反射到 H 上, 这是物光束。从 B_2 反射, 经 M_1 、 M_2 、 M_3 , 再由 L_3 扩束后直达 H , 这是参考光束。在 H 上获得全息图。

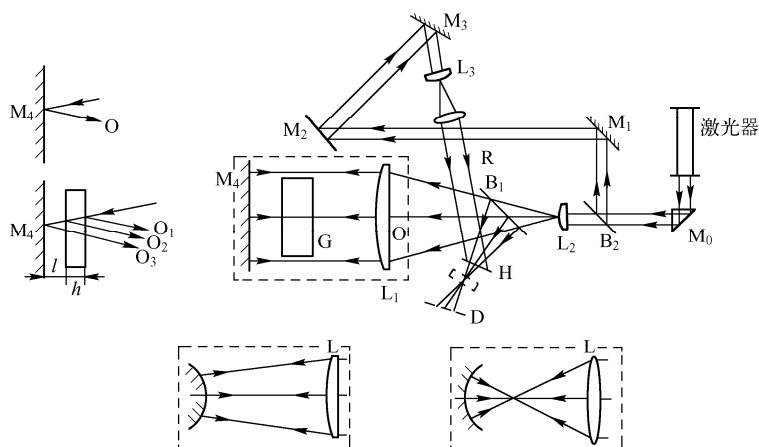


图 1-47 全息干涉计量法测量玻璃折射率不均匀性光路图

首先在样品 G 未放入光路时，曝光一次，然后，放入样品再曝光一次。如果样品是一块均匀的平行平板，则再现时，视场中没有干涉条纹；当折射率不均匀时，视场中将出现干涉条纹。拍摄全息图时，也可以不用 M_4 ，而直接利用样品 G 的前后表面的反射光。此时，两支光束的光程差为

$$\Delta = 2nh = m\lambda \quad (1.6-27)$$

式中， n 为样品折射率； h 为样品的厚度； m 为条纹级次。由于干涉条纹的变化，由式 (1.6-26) 可求得样品厚度的不均匀性，以及折射率的不均匀性。

1.7 激光散斑干涉技术

1.7.1 散斑及其形成的原理

当一束激光射到物体的粗糙表面(如铝板)上时，在铝板前面的空间将布满明暗相间的亮斑与暗斑；若再置一纸屏于铝板的前面，会更明显地看到这一现象，这些亮斑与暗斑的分布是杂乱的，故称为散斑(Speckle)。不论将纸屏置于近处或远处，都可以看到这一现象，这表明铝板前面的整个空间都布满着散斑，仅在纸屏靠近铝板时，散斑较小，远离铝板时，散斑较大。若所用铝板的表面不是粗糙的，而是光滑的话，则入射光线被铝板反射，而不成散射，所以在纸屏上将看不到散斑。若所用的虽是粗糙的表面，但入射的不是激光，而是白光或钠光，这时虽发生散射光，但由于光线并不相干，会聚点的各散射光不发生干涉，也不会形成暗斑和亮斑。由上述现象可以看出，要形成散斑必须具有以下两个条件：

(1) 必须有能发生散射光的粗糙表面。为了使散射光较均匀，则粗糙表面的深度必须大于波长。

(2) 入射光线的相干度要足够高(例如使用激光)，当激光射到毛玻璃上时，因为符合以上两个条件，所以，在毛玻璃后面的整个空间充满着散斑。

因为散斑是由粗糙面(或散射介质)的散射所形成的，所以，也可以说散斑是粗糙表面某些信息的携带者。这样，借助于散斑不仅可研究粗糙表面本身，而且还可以研究它的形状与位置的变化。因此，把获取这些信息的各种实验技术统称为散斑干涉技术。

散斑干涉技术是在全息干涉技术的基础上发展起来的。开始时，全息术只能应用于光滑的

有规则的表面，后来在分析物面的变形与振动时，逐渐发展到任意形状的粗糙表面。但在有些应用中，全息干涉术有以下主要缺点：

(1) 全息术要求高分辨率底片；

(2) 用二次曝光法来研究物体的变形时，全息方法会得到很多不必要的信息，如物体的形状与反射率等信息；

(3) 虽然理论上由全息图可以完全得出三维空间的位移信息，但是，实际上不容易将其计算出来。

为克服这些缺点，人们希望寻找出一种能直接反映测量位移量的非全息方法，于是散斑干涉技术应运而生，而且迅速发展起来，成为具有实用价值的一种新技术。

1.7.2 散斑的性质

1. 散斑的大小

如上所述，散斑是相干光照射时，粗糙表面各个面积元上散射光波之间的干涉在空间域内形成的颗粒状结构，如图 1-48 所示。颗粒的大小，可用它的平均直径来表示，而颗粒尺寸的严格定义是两相邻亮斑间距离的统计平均值。此值由产生散斑的激光波长 λ 及粗糙表面圆形照明区域对该散斑的孔径角 u' 所决定，即

$$\text{散斑平均直径} = \langle \sigma \rangle = 0.6\lambda / \sin u' \quad (1.7-1)$$

式 (1.7-1) 说明散斑的大小粗略地对应于干涉条纹间隔，而后者是由形成散斑的光瞳直径两端的光波所产生的。当照明区域为圆形时，散斑亦为圆形。若照明区域增大，那么有更多面积元上散射的光波参加干涉，所以散斑的分布变化了，而且由于照明区域对该散斑的孔径角 u' 增大，所以散斑变小了。

若照明区域不是圆形而是椭圆形的，则由式 (1.7-1) 可知，所成的散斑亦是椭圆形，不过，两个椭圆形的长轴是正交的。

上面所讲的散斑是由粗糙表面的散射光干涉而直接形成的，称为直接散斑。而将经过一个光学系统，在它的像平面上形成的散斑，称为成像散斑。因为这也是肉眼对焦于被照明的粗糙表面时所看到的散斑，所以亦称为主观散斑，如图 1-49 所示。



图 1-48 激光散斑图

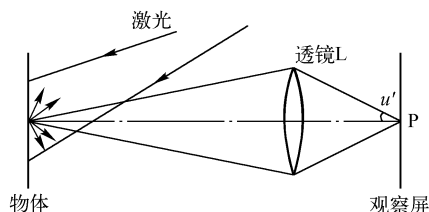


图 1-49 主观散斑的形成

在图 1-49 中，成像平面上 P 点的散斑直径 σ_0 决定于光组出射光瞳对 P 点的孔径角 u' ，即

$$\langle \sigma_v \rangle \approx 0.6\lambda / \sin u' = 0.6\lambda / \text{NA} \quad (1.7-2)$$

式中，NA 为光组的数值孔径。式 (1.7-2) 说明孔径角较小时，散斑较大，反之亦然。有时用成像透镜的 F 数来表示，若 M 为其放大率，这时式 (1.7-2) 可以表示为散斑的平均直径

$$\langle \sigma_v \rangle = 1.2(1 + M)F\lambda \quad (1.7-3)$$

在讨论散斑场的干涉时，可以认为主观散斑是由位于物面上的按比例放大或缩小的相似散斑图的成像所形成的，这个物方散斑图的平均直径用 $\langle S \rangle$ 表示，则

$$\langle S \rangle = \frac{0.6\lambda}{M \sin u'} = \frac{1.2(1+M)F\lambda}{M} \quad (1.7-4)$$

散斑除横向大小外，亦有纵向大小，其平均值为

$$\langle \sigma_v \rangle = 2\lambda / \sin^2 u' = 2\lambda / (NA)^2 \quad (1.7-5)$$

所以孔径角减小时，散斑的纵向长度增加得更多。

2. 散斑的光强分布

以完全相干的激光照明粗糙面时，其散射波的相位无规则地分布在 $0 \sim 2\pi$ ，而且都偏振在同一平面。理论上可推导出这些散斑强度分布的概率密度函数为

$$P(I)dI = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left[-\frac{I}{\langle I \rangle}\right] dI \quad (1.7-6)$$

式中， $P(I)dI$ 表示散斑强度在 I 与 $(I+dI)$ 间的概率密度； $\langle I \rangle$ 为散斑强度的概率平均值。

这种完全杂乱无章的随机散斑图，称为正常散斑图，其强度分布为负指数概率密度函数，见图 1-50。由图可见最可能出现的强度是接近于零的，即黑散斑比其他强度的散斑都要多。利用这一特性可以区分全显散斑图样与显现较差的散斑图样。

为了验证式 (1.7-6) 的精确性，1974 年麦克奇尼 (Mckechine) 做了 23000 次光强度测量。图 1-50 是测量值的直方图以及负指数概率密度曲线，理论与实验符合。所以，偏振激光散斑强度分布的负指数概率密度函数已经被实验充分证实。下面分几种情况讨论。

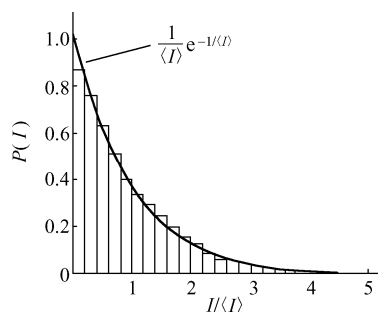


图 1-50 散斑强度分布的概率密度函数

(1) 散斑与均匀场的相干结合

有一种散斑干涉法是将来自同一光源的均匀量度的参考光束加到散斑场上，其方向必须沿着形成散斑的光束方向。这时加上的参考光会影响散斑的大小与强度的分布。

上面已提及，在没有加入参考光束时，散斑的大小大致对应于干涉条纹间隔，而条纹是由形成散斑的光瞳直径的两端点的光波所产生的。当引入较强的参考光时，相对于中央强光束将产生主干涉效应，使得干涉光之间的夹角减半，因此，干涉条纹间隔加倍，根据这个道理，散斑的直径亦加倍。

固定散斑场的强度，通过改变均匀场的光强，可计算两者相加后的光强分布：若均匀场的强度与散斑的平均强度相同，则由于两个场的干涉将改变散斑图的强度分布，计算结果用图 1-51 的曲线 I 表示。由曲线可以看出，变化了的散斑图其强度的概率分布与相应的单独散斑图分布差别不大，只是全暗光斑比较少一些。

(2) 散斑与均匀场的不相干叠加

若均匀场与散斑场非相干相加，这时没有全暗散斑，如图 1-51 上曲线 II 所示。

(3) 两个散斑的相干叠加

若迈克耳孙干涉仪的两块反射镜全由粗糙面代替，这时是利用两个独立的散斑图的干涉来工作的，所以，散斑的大小没有明显的改变。而两个散斑场相干结合，得出第三个散斑图样，它在细节上与两个原来的图样有差别，其大小与强度的统计分布仍保持相同，如图 1-52 的曲线 I 所示。

(4) 两个散斑场的非相干叠加

若两个散斑图样为非相干叠加,则可以得出一种新的分布,如图 1-51 中曲线 II 所示。这时没有全暗光斑,从概念上讲,因为两个散斑图样重叠时,一个图样的亮区与另一个图样的暗区重叠的概率很大。

若入射到物面的为完全线偏振光,其散射光为完全退偏振的,这时散射光的任何两个正交偏振分量彼此不相干,所以,形成的散斑图是两张散斑图的不相干叠加,见图 1-52。虽然相干与非相干叠加的散斑图样的强度分布有差别,但因为各种亮度的散斑都有,这意味着用目视来区分哪一种是相关叠加,哪一种是非相干叠加是有困难的,通常需用进一步的光学与光电子学方法才能做到这一点。

若两个散斑场为部分相干,则其分布曲线介于上述两者之间,如图 1-51 中的虚线所示。以上就是散斑的基本性质。

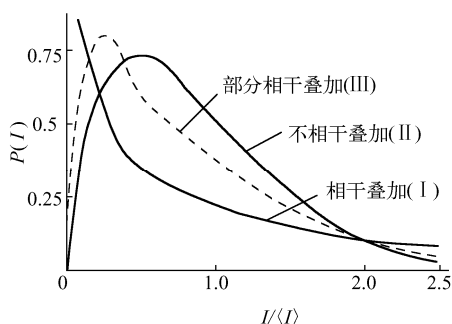


图 1-51 组合散斑场的强度分布(概率密度函数)

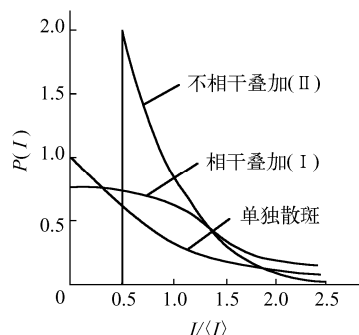


图 1-52 散斑场强度分布的概率密度函数

1.7.3 散斑照相测量原理

散斑照相是散斑测量技术中最简单的检测方法,在实验力学检测技术中获得了一系列应用,如面内位移、位移梯度、表面斜率和形貌等的测量。

散斑照相检测法是在一张照相底片上通过两次曝光(根据需要也可多次乃至连续曝光),记录表面粗糙的物体位移前后、变形前后或某种变化过程中的散斑图样,继而对所得散斑图样进行适当的事后处理,以获取有关物体位移或变形等信息的方法。

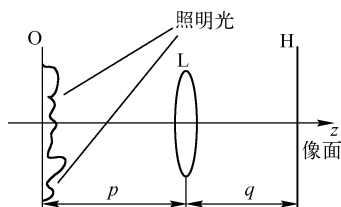


图 1-53 主观散斑图的记录

图 1-53 所示光路用来记录物体粗糙表面形成的像面散斑,亦即主观散斑。图中 O 为待测物体, L 为成像透镜, H 是照相底片(为了得到表观颗粒细、反差高的散斑图样,须用全息干板)。物体由激光照明,未变形前曝光一次,在 H 上记录一张散斑图;加负荷使物体变形后,再曝光一次,曝光时间与第一次相同,于是 H 上记录到两个相同但有相对位移的散斑图样。

对于如何处理散斑图底片得到位置量值,通常采用两种方法,即逐点分析法及全场分析法。

(1) 逐点分析法。采用细激光束垂直照明散斑图底片,在其后面距离 L 处放置观察屏垂直于激光束,每次考察底片上一个小区的频谱。由于同一底片上记录了两个同样的但位置稍微错开的散斑图,这样,各散斑点都是成对出现的,相当于在底片上布满了无数的“杨氏双孔”。各“双孔”的孔距和连线反映了“双孔”所在处像点位移的量值和方位,当用相干光束

照射此散斑底片时, 将发生杨氏双孔干涉现象, 产生等间距的平行直条纹, 条纹方向垂直于物体表面位移方向, 条纹间距反比于位移的大小, 即

$$s = \lambda L / \Delta t \quad (1.7-7)$$

式中, s 为“双孔”间距, 即位移值; λ 为激光波长; Δt 为屏上条纹间距; L 为屏到散斑图的距离。需注意的是, 式 (1.7-7) 中的位移量是经过透镜放大的值, 若成像散斑的放大率为 M , 则待测物体表面各点发生的实际位移量应为

$$s = \frac{\lambda L}{M \Delta t}, \quad M = \frac{q}{p} \quad (1.7-8)$$

式中, p 和 q 分别代表图 1-47 中的物距和像距, M 则表示放大率。式 (1.7-8) 即为测定面内位移的公式。当位移的方向和大小不同时, 条纹的取向和疏密也不同。逐点分析法可以方便地获得物体表面某点变形数据, 但是为了获得表面全场变形, 就需要分析和处理大量的杨氏条纹图。

(2) 全场分析法。已记录的散斑图用准直激光全场照明, 应用傅里叶变换透镜获得散斑图的频谱分布, 并在频谱平面用滤波孔使频谱分量透过并进入成像系统, 这样在成像面(输出平面)上即可获得由滤波孔位置所决定的全场投影条纹, 这一条纹场表征了滤波孔所在方向散斑位移等高线, 其光路如图 1-54 所示。底片上某小区域, 在频谱面上生成杨氏条纹, 当滤波孔位于它的亮纹处时, 则该小区域为亮的; 若滤波孔位于暗纹处, 则因没有光通过滤波孔, 该小区域为黑的。杨氏条纹位于滤波孔的底片上的那些点就是全场分析中的亮纹处。若滤波孔离开轴线的距离为 l , 则位移量

$$s = \frac{m \lambda f}{M l} \quad (1.7-9)$$

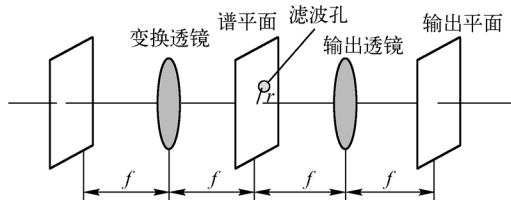


图 1-54 全场分析法光路图

式中, m 为条纹级次; f 为透镜焦距; M 为记

录散斑的透镜的放大率。可以看出全场条纹是相等位移分量各点的轨迹。在同样条纹级次 m , 滤波孔离开轴线的距离 l 越大, 则可测量的位移量值越小, 即滤波孔位置越远, 位移测量灵敏度越高。全场分析法可以使人们快速地观察到物体表面的全场变形, 并能及时发现局部高应变区域。但与逐点法相比, 该方法在条纹自动化处理方面较为困难。

由于散斑照相测量方法不需要参考光即可实现物体表面变形检测, 与全息术相比是一个极大的进步。一方面它使检测系统变得简单, 适合面内位移和变形测量; 另一方面不需要全息检测所要求的严格的检测环境, 从而使散斑技术在应用中更有优势。不足的是, 散斑照相法受到物体表面形成的散斑颗粒大小的限制, 其测量精度没有全息术高。

1.7.4 散斑干涉测量技术

被激光照明的粗糙物面在透镜的像面上形成散斑图, 此法称为散斑照相, 这是前面两节所叙述的。若这时另外加一个相干的参考光, 则相干的参考光可以是平面波、球面波, 甚至是另一粗糙面的散斑场, 这种组合散斑场的技术, 就称为散斑干涉术。散斑干涉的性质与散斑照相完全不同, 按其测量位移的方法, 可以分为两类: 测量物体的纵向位移 U_z 的干涉法, 以及测量物体的横向位移 s_x 与 s_y 的干涉法。

1. 测量纵向位移 s_z 的干涉法

图 1-55 的迈克耳孙干涉仪中, 反射镜已用粗糙表面所代替, 目的是测量 M_1 的变形或纵向

位移。 M_2 为参考镜，可以是平面镜也可以是粗糙表面。若 M_2 为粗糙面，则 M_1 与 M_2 在像面上形成散斑图。令 A_1 为粗糙面 M_1 所产生的散斑图在 P 点的振幅，而 A_2 为粗糙面 M_2 所产生的散斑图在 P 点的振幅。因为是相干的，所以在 P 点的合成振幅为 $A_1 + A_2$ ，而 P 点的强度决定于 A_1 与 A_2 的相位差。当 M_1 变形后，则两个散斑场的相位差发生改变，而合成的散斑场强度发生改变。若相位差的改变为 $2\pi, 4\pi, \dots$ ，即光程差的改变为 $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ ，则变形后的散斑场强度与原来的一样，称它为相关。若光程差的改变为 $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$ ，则亮散斑变为黑散斑，而黑散斑变成亮散斑，发生对比的逆转，则称为不相关。换言之，任何一个变形后的粗糙面相对于原来的物面可以分开为两个区域：一个为相关区域，其光程差的变化为 $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ ，即 λ 的整数倍；另一个为不相关区域，其光程差改变为 $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$ 。而分开这两个区域，就相当于找出物面上光程差改变为 $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ 或 $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$ 的轨迹。

在图 1-55 中，P 平面是 M_1 (与 M_2) 的像平面。若物面 M_1 向透镜移动时，则其像平面将离开透镜向后移动，而相应的 M_1 产生的散斑场亦向后移动。但参考面 M_2 不动，所以，它的像平面与散斑场都不动，这样 M_1 与 M_2 所产生的两个散斑场要前后分开(即纵向分开)。这种纵向分开，也会降低两个散斑场的相关性。散斑的纵向长度为

$$l = 2\lambda / \sin^2 u' \quad (1.7-10)$$

若 M_1 变形后引起散斑向后的移动量 $l = 2\lambda / \sin^2 u'$ ，则相关度为零。换言之，要保持相关性好，必须使物体变形后，引起的散斑纵向位移量小于 l 。要增大散斑的纵向位移量，就必须增大 l 。用减小透镜孔径角的方法可增大散斑的纵向尺寸 l ，但同时也增大了散斑的横向尺寸，增加了噪声，这一点与散斑照相恰恰相反。下面讨论如何观察到相关条纹。

(1) 双曝光法

物体变形前后，在同一底片上，各曝光一次，形成条纹，这种方法称为双曝光法。现在进一步分析：设变形前，物面 M_1 在 P 点的散斑的振幅为 A_1 ，参考面 M_2 在 P 点的散斑的振幅为 A_2 ，它们的相位差为 $\Delta\phi$ ，则 P 点光强为

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\phi \quad (1.7-11)$$

变形后，进行第二次曝光，在相关区域，相位改变为 $2N\pi$ ，故 P 点合成光强为

$$I = 2(A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\phi) \quad (1.7-12)$$

在不相关区域，相位改变为 $2(N+1)\pi$ ，故 P 点的合成光强为

$$I = (A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\phi) + 2A_1A_2 \cos(\Delta\phi + \pi + 2N\pi) = 2(A_1^2 + A_2^2) \quad (1.7-13)$$

在相关区域，由式(1.7-12)可以看出有散斑存在，并与原来的一样，如图 1-52 中曲线 I 所示。

在不相关区域，由式(1.7-13)可以看出为两个散斑场的强度相加，没有散斑存在，其分布为图 1-52 的曲线 II。但这两个区域的平均强度一样，所以，若在底片 H-D 曲线的线性区曝光，则因平均强度相同，相关条纹的对比为零。由于它们的细微结构不同，肉眼还是可以分辨出来的。利用高反差底片的 F-D 曲线的非线性特性，可以增大相关条纹的对比，其理由是在相关区域内黑散斑比较多，它的记录像其透过率大，而不相关区域内黑散斑很少，所以，它的记

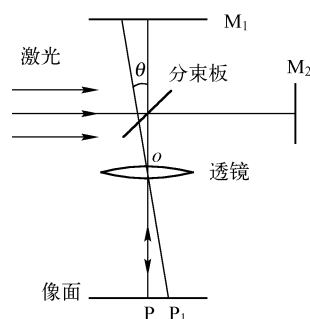


图 1-55 测量 M_1 离面位移
双光束散斑干涉仪

录像透过率小。选择高反差底片，可使相关条纹的可见度增加到 40%。或者将该底片放在傅氏变换透镜前面，在频谱平面上用一小圆屏拦去零级光，因为在不相关区域内大部分为均匀光，可被小圆屏拦去，而相关区域有散斑存在，频谱很宽，不能拦去。用这方法可增加相关条纹的对比，其装置见图 1-56。

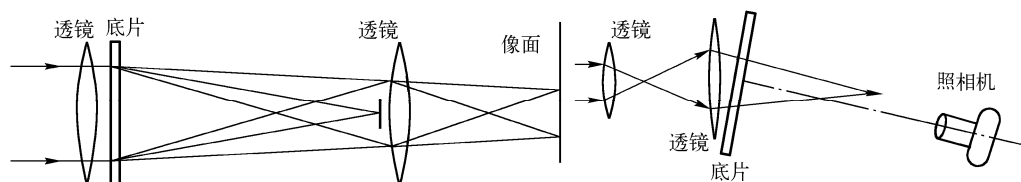


图 1-56 遮去零级光以增加相关条纹的可见度

(2) 在二次曝光之间，给底片一微小位移

在二次曝光之间，给底片一微小位移，其位移量必须大于散斑的平均直径，在相关区域第一次曝光形成的散斑图与第二次曝光形成的散斑图相同，但错开一个距离，这样在该区域内用逐点法即可得到杨氏条纹，杨氏条纹的间隔决定于位移值。在不相关区域用逐点法得不到杨氏条纹。如图 1-57 所示，在底片的频谱平面上放置一对双缝，双缝的间隔正好是杨氏条纹的间隔，置双缝于杨氏条纹的黑条纹上，这样相关区域没有光通过双缝，像面上是黑的；不相关区域有光通过双缝，所以在像面上是亮的。用这种方法得到的相关条纹，其对比度很好。

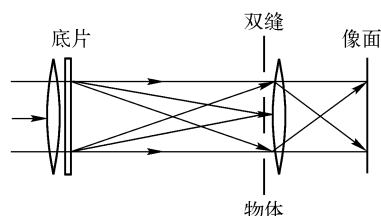


图 1-57 增加相关条纹可见度的滤波装置

(3) 用掩模片

上面两种方法的缺点是不能连续观察物体的变形，亦不能实时观察。下面讨论第三种方法，用掩模片。确定物体的初始状态后，在图 1-55 的 P 平面上得到一张散斑图的负片作为掩模片，将该片仍旧放回 P 平面的原始位置，这时，原亮斑处掩模片为黑的，原黑斑处为亮的，没有光透过，置眼睛于底片后面，看不到亮光。若物体变形后，在光程差变化 $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ 的相关区域亮斑的位置与原来的一样，仍没有光透过该区域，而光程差变化 $\lambda/2, 3\lambda/2, \dots$ 的不相关区域，原来黑斑的位置，现在不是黑斑了，因此有光通过，这样就形成了相关条纹。随着物体上各点的变形量不相同，相关条纹的亮度与位置亦在改变，好似“活”的一样。同样。用 H-D 曲线的非线性段曝光，可以提高相关条纹的对比度。

(4) 用电子散斑进行相减

将初始状态的散斑图成像在电视摄像管上，散斑的大小必须与电视摄像管的分辨率相适应。连续扫描散斑场所得到的信号经过放大，记录在磁带或磁盘上，每个画面需要 0.04s。而后再扫描物体变形后的散斑场，相减后，输入到混频器。把存储在磁盘的原始散斑图信号也同时输到混频器，相减后，若两张画面完全同步，则输出为相减的图像。只在不相关区域，显示出散斑；再经过电信号的处理，使有散斑区域与无散斑区域亮度不同，就可以得到高对比的相关条纹。

上面讨论了用什么方法可以增加相关条纹的对比度，使相关条纹比较清晰地被观察到。下面讨论这样显示出来的相关条纹是否能正确地表示出物体的离面位移？更确切地说，用图 1-58 的装置测量粗糙面的变形时，在变形前后各曝光一次的情况下，在像平面 P 上所获得的相关条纹是否能正确表示物面 M_1 的离面位移？为讨论方便起见，在物面上取一点 b_1 ， b_1 点偏离照相物镜的光轴，被物镜成像在 P_1 点，若光线垂直入射到物面，已知 b_1 点的离面位移为 s_3 时，求

这时光程差的改变为多少？由图 1-58 可以看出，入射光程差改变 s_3 ，而散射光线的光程差改变为

$$\overline{b_1 d_1} = \frac{s_3}{\cos \theta} = s_3 \sqrt{1 + \tan^2 \theta} = s_3 \left[1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta - \frac{1}{8} \tan^4 \theta + \dots \right] \quad (1.7-14)$$

略去高于二次方的项，得

$$\overline{b_1 d_1} = s_3 \left[1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta \right] \quad (1.7-15)$$

总光程差变化为

$$s_3 \left[1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta \right] \quad (1.7-16)$$

式中， θ 为照相物镜的视场角。

由式 (1.7-16) 可以看出相关条纹的光程差改变不是刚好等于 $2s_3$ ，同时还与视场角有关。若我们认为光程差的改变就等于 $2s_3$ ，就要产生误差，其相对误差为

$$\frac{\Delta s_3}{s_3} = \frac{1}{4} \tan^2 \theta \quad (1.7-17)$$

当视场半角为 45° 时，相对误差为 25%；当视场半角为 22° 时，相对误差为 4%，这时条纹方程式为

$$2s_3 \left[1 + \frac{1}{4} \tan^2 \theta \right] = N\lambda, \quad N = 1, 2, 3, \dots \quad (1.7-18)$$

实际上广泛应用的散斑干涉仪的参考镜不是粗糙面，通常用平面镜，这时参考波面是平面波。若入射的亦是平面波，入射角为 i ，其装置与图 1-55 一样，见图 1-58。这时入射光程差改变

$$\overline{b_1 c_1} = s_3 \cos i$$

散射光程差改变

$$\overline{b_1 d_1} = s_3 \left[1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta \right]$$

若物面同时有面内位移 s_1 与 s_2 ，因为 s_2 垂直于纸面，对光程差没有影响；而 s_1 在纸面内，使入射光程差改变 $s_1 \sin i$ 。这样总的程差变化量为

$$s_1 \sin i + s_3 \left[\cos i + 1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta \right] = N\lambda \quad N = 1, 2, 3 \quad (1.7-19)$$

此即条纹方程式。这种干涉法广泛应用于离面位移测量与振动测量。若采用电子散斑方法接收，处理速度快，更显出其优点。

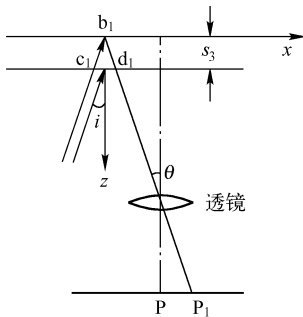


图 1-58 测量离面位移的散斑干涉示意图

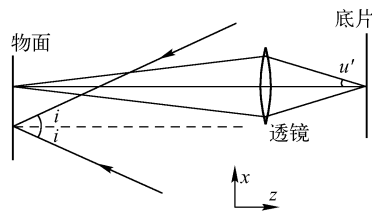


图 1-59 测量面内位移的双光束散斑干涉仪

2. 测量物体横向位移 s_x 与 s_y 的干涉法

上述的迈克耳孙型散斑干涉仪，只能测物面的离面位移，不能测面内位移。测面内位移时，需采用图 1-52 的系统，以两束相干光照射粗糙物面，以相同角度 i 在法线两侧平行入

射，表面散射光用透镜成像在照相干板或胶片上，遮去左边入射的光束，右边入射的光束可在底片上生成散斑图，散斑的平均直径为 $0.6\lambda/\sin u'$ 。同样，左边入射的光束亦可在底片上生成散斑图，且有同样的平均直径，这两个散斑图相互干涉而形成第三个散斑图。由物理光学知，两束位于 xz 平面、入射角为 i 的平行光束相交于物面上，在物面上可形成平行直线干涉条纹，其条纹 I 间隔为 $\lambda/(2\sin i)$ ，因为太密，物镜是不能够分辨它们的。条纹的方向平行于 y 轴。由光程差考虑，物面沿 z 方向运动，左右入射的光束光程变化相同，所以，在像面上合成散斑图样不变。与此相同，物面沿 y 方向运动亦无影响。但若表面沿 x 轴移动小距离 Δx ，一束光线光程增加 $\Delta x 2\sin i$ ，而另一入射光束光程将减小 $\Delta x 2\sin i$ ，当 $\Delta x 2\sin i = N\lambda$ (N 为整数) 时，表示物面沿 x 方向位移了 N 个干涉条纹。若某个区域变形后干涉条纹亮纹位置仍在变形前亮纹位置，变形后干涉条纹黑纹位置仍在变形前黑纹位置，则这个区域其变形后的散斑图与变形前的散斑图重合。如果在同一底片上，变形前后各曝光一次，有颗粒状散斑结构，因此，这一区域为相关区域。反之， $2\Delta x \sin i = \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$ 时，变形后的黑纹与变形前干涉条纹的亮纹位置相同，而变形后干涉条纹的亮纹位置却是变形前黑纹位置，因受光的位置不同，所以，变形后形成的散斑图与变形前形成的散斑图不同。所以，在同一底片上，变形前后各曝光一次，看不到颗粒状散斑结构，这一区域为不相关区域。这一点与前面所讲的干涉仪相似，当物体位移 $\lambda/(2\sin i)$ 时，干涉条纹刚好移动一条。所以， $\lambda/(2\sin i)$ 就称为该干涉仪的灵敏度。例如，当入射角为 45° 时，灵敏度相当于物体沿 x 方向的位移 $\Delta x = 0.7\lambda$ ，由相关条纹图可以描绘出物面上各点沿 x 方向的变形量 s_x ，由 $s_x - x$ 曲线，经计算可画出 $\partial s_x / \partial x - x$ 曲线。置一个平面反射镜垂直于被测物面，将一宽平行光束沿它们的角平分线方向照射物体与反射镜，如图 1-60 所示，这样就可以比较方便地得到两束入射角为 45° 在法线两侧的平行入射光。图 1-60 中被测物为聚乙烯套管接头，该接头连接着两个相同塑料制成的管子，当管内有压力时测量其面内应变，用二次曝光法可以得到相关条纹。为了增加条纹的对比，采用移动散斑方法，即在照相物镜前，加一块倾斜的平行板，在二次曝光之间，转动平行板成一固定角度，使像有一横向位移，这样就可以用滤波方法得到对比很好的相关条纹。

下面计算光束 1 与 2 不对称入射时引起的误差(见图 1-61)。设光束 1 的入射角为 i ，光束 2 的入射角为 $(i + \Delta i)$ ，当物面的离面位移为 s_3 时，则光束 1 的光程差减小 $s_3 \cos i$ ，而光束 2 的光程差的相对变化量 $s_3 \cos(i + \Delta i)$ 满足

$$-s_3 \cos i + s_3 \cos(i + \Delta i) = -s_3 \sin(i + \Delta i) \quad (1.7-20)$$

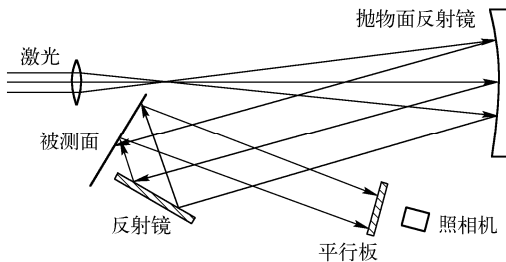


图 1-60 测量面内位移的双光束散斑干涉仪的实际装置

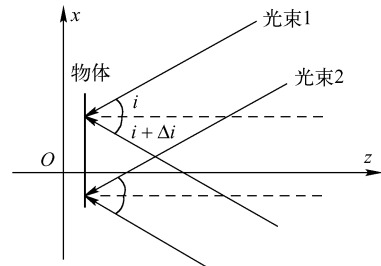


图 1-61 二光束不对称入射

当物面具有面内位移 s_1 时，光束 1 的光程差减小 $s_1 \sin i$ ，而光束 2 的光程差增加 $s_1 \sin(i + \Delta i)$ ，故光程差变化为

$$-s_1 \sin i - s_1 \sin(i + \Delta i) = -2s_1 \sin i - s_1 \cos \Delta i \quad (1.7-21)$$

$$\text{则干涉级数相对误差为} \quad \frac{\Delta N}{N} = \frac{s_1 \cos \Delta i + s_3 \sin(i + \Delta i)}{2s_1 \sin i} = \frac{\Delta i}{2} \left(\cot i + \frac{s_3}{s_1} \right) \quad (1.7-22)$$

若入射的不是平面波而是球面波，也将引起误差，计算从略。

测量物体面内位移的最大可能值为物方散斑大小(其几何像为像方散斑)，即

$$|s_2| \ll 0.6\lambda / \sin u \quad (1.7-23)$$

增大物距与减小物镜口径可以减小 u ，从而增大物方散斑直径，相应地增大面内位移测量值。

另一种只能测量面内位移的仪器为双孔散斑干涉仪。在物镜的光瞳面上对称于光轴配置两个相同的圆孔(图 1-62)，调整照相物镜对焦于物面，遮去下孔，只让上孔有光束入射，则可在底片平面上产生散斑图。反之，遮去上孔，只让下孔有光束入射，也可在底片平面上生成散斑图。若上下孔同时有光束入射，则两个散斑图相互干涉而形成第三个散斑图。在两个亮斑重叠的区域内发生干涉条纹，条纹间隔为 $\lambda/(2\sin u')$ ，这一数值显然比散斑直径小得多。底片平面上各散斑都被条纹所调制，栅距为 $\lambda/(2\sin u')$ ，栅缝垂直于二小圆孔与像点所成的平面，所有的散斑的栅缝(即条纹)都是互相平行的，这些都可以拍摄在底片上。可以想象，物面上有光栅(即条纹)存在，其栅距为 $\lambda/(2\sin u)$ ，它的几何像即是底片平面上散斑中的光栅。物体沿 y 方向有位移 s_y ，散斑中的条纹仍保持不动。物面沿 x 方向位移了 $\lambda/(2\sin u)$ ，即一个条纹间隔，像面上亦位移了一个条纹间隔 $\lambda/(2\sin u')$ 。这时变形后干涉条纹的黑纹与变形前的黑纹重合，亮纹与亮纹重合，所以，在同一底片上变形前后各曝光一次，干涉条纹仍很清晰，所有位移值 s_1 为 $\lambda/(2\sin u')$ 的整倍数的点都有这些性质，这些区域就称为相关区域。当物体 x 方向位移值为 $\lambda/(2\sin u)$ 的 $1/2, 3/2, \dots$ 时，即物面沿 x 方向位移了半个条纹间隔，或 1.5 条纹间隔……这时变形后干涉条纹的黑纹与变形前亮纹重合，变形前亮纹与变形后黑纹重合，所以在同一底片上变形前后各曝光一次，干涉条纹消失，这些区域就称为不相关区域。要观察相关区域，可以用平行光照明底片，在一级衍射光束方向上观察，就可用肉眼观察到相关区域为亮的，不相关区域为黑的，从而得到高对比的相关条纹。

若物体只做离面位移，不做面内位移，则图 1-63 所示 M_1 点位移 s_3 后到 M_3 点。但从照相机物镜处看， M_3 点在底片上的位置就是 M_2 点在底片上像的位置，也就是说， xz 平面的 M_1 的离面位移 $\overline{M_1M_2}$ 相当于 M_1 点的面内位移 $\overline{M_1M_2}$ 。已知物方杨氏条纹间隔为 $\lambda/(2\sin u)$ ，可计算出 M_1 点的离面位移 s_3 所引起条纹的移动数为

$$\frac{\overline{M_1M_2}}{\lambda / \sin u} = \frac{\overline{M_1M_2} \sin u}{\lambda} \quad (1.7-24)$$

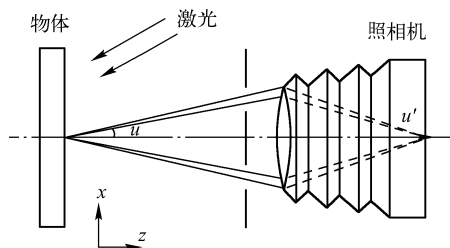


图 1-62 测面内位移的双孔散斑干涉仪

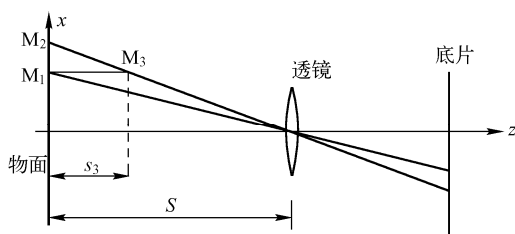


图 1-63 有离面位移时的聚焦散斑照明

若双缝的间隔为 a ，则

$$\sin u = a / S$$

式中， S 为物距。设 M_1 点的坐标为 $(x_0, 0)$ ，则散斑沿 x 方向的位移值为

$$\Omega_1 = \overline{M_1M_2} = s_3 \left(\frac{x_0}{S} \right) \quad (1.7-25)$$

代入式(1.7-24)得， M_1 点的离面位移 s_3 所引起的条纹移动数为

$$\frac{\overline{M_1 M_2} \sin u}{\lambda} = \frac{s_3 x_0 a}{S^2 \lambda} = N \quad \text{或} \quad \frac{x_0 a}{S^2} s_3 = N \lambda \quad (1.7-26)$$

将 $\Omega_1 = \Omega \cos \theta = N \lambda f / \mu_0$ (其中 Ω 为散斑位移值) 与式 (1.7-25) 比较可知, 在离面位移的影响下, 散斑与其中的杨氏条纹一起移动, 而且移动同样的数值。与前面讲的迈克耳孙型式的散斑干涉仪不同, 迈克耳孙型散斑干涉仪的离面位移引起散斑亮度的周期性变化, 呈闪烁状, 讨论物体的面内位移则更简单一些。与聚焦散斑照相一样, 物体的面内位移分量引起散斑的移动, 犹如散斑粘附在物点上一样, 散斑在像平面上移动还携带着其中的杨氏干涉条纹与它一起移动。因为物点经过双孔到其像点为等光程, 所以, 中心条纹为消色差, 而光线在双孔的衍射光束形成两旁的杨氏条纹。

我们也可以用莫尔条纹来解释相关条纹的形成。为讨论方便起见, 将像面的杨氏条纹换为物面来分析。变形前在物面上有一系列杨氏条纹, 变形后, 在物面上亦有一系列杨氏条纹, 这两个系列杨氏条纹重叠就形成莫尔条纹。

在物方视场中央为等间距的平行于 y 轴的直线条纹, 但在远离场中心的物面上为双曲线型的条纹, 条纹的间隔也改变了, 亮条纹位置方程式为

$$\sqrt{S^2 + y^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2} - \sqrt{S^2 + y^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2} = N_1 \lambda \quad (1.7-27)$$

$$\text{可简化为} \quad N_1 \lambda = \frac{ax}{x \sqrt{1 + \frac{x^2 + y^2}{S^2} + \frac{a^2}{4S^2}}} = \frac{ax}{s} \left[1 - \left(\frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{S^2} + \frac{a^2}{8S^2} \right) \right] \quad (1.7-28)$$

式中, (x, y) 为物面上坐标; N_1 为整数。变形前, 物面上亮纹位置方程式为

$$F(x, y) = N_1 \lambda = \frac{ax}{s} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2}{S^2} - \frac{a^2}{8S^2} \right) \quad (1.7-29)$$

变形后, 物面上亮纹位置方程式为

$$F(x + \Omega_1(x, y), y + \Omega_2(x, y)) = N_2 \lambda \quad (1.7-30)$$

式中, N_2 为整数; Ω_2 为散斑沿 y 方向的位移值。将 $\Omega_1 = s_1 + \frac{x}{S} s_3$ 及 $\Omega_2 = s_2 + \frac{y}{S} s_3$ 代入下面的莫拉方程式

$$F(x + \Omega_1(x, y), y + \Omega_2(x, y)) - F(x, y) = N \lambda \quad (1.7-31)$$

并把展开式展到二次方项为止, 得

$$\frac{a}{S} \left[\left(1 - \frac{3}{2} \frac{x^2}{S^2} - \frac{y^2}{2S^2} - \frac{a^2}{8S^2} \right) s_1 - \frac{xy}{S^2} s_2 + \frac{x}{S} s_3 \right] = N \lambda \quad (1.7-32)$$

$$\text{取第一近似, 得} \quad \frac{a}{S} \left[s_1 + \frac{x}{S} s_3 \right] = N \lambda \quad (1.7-33)$$

实际上当物体变形时, s_1 、 s_2 、 s_3 这三个位移分量都同时存在, 而我们计算时, 认为只有 s_1 分量, 这样求出的 s_1 分量将存在误差, 根据式 (1.7-30) 求得相对误差为

$$\frac{\delta s_1}{s_1} = \frac{s_3}{s_1} \left(\frac{x}{S} \right) = \frac{s_3}{s_1} \tan \varphi \quad (1.7-34)$$

式中, x/S 为物面上坐标 x 的相应视场角, 当面内位移 s_2 较小时, 误差可以很大。

双孔散斑干涉仪的优点是相关条纹的对比很好, 将单次曝光的底片拍摄显影后, 再放回原来位置, 可以实时观察其相关条纹的变化。缺点是双孔的面积比整个物镜的透光面积小得多, 因此要求有比较长的曝光时间与更强的激光照明光源; 物镜边缘区的像质量比中心区的像质量

要差,而双孔的位置显然位于边缘区。比较图 1-59 与图 1-62,知 i 角比 u 角大得多,所以,双孔干涉仪的灵敏度要比图 1-59 的低。虽然入射光束的方向与光源的位置对杨氏干涉条纹及其相关条纹的形状没有影响,但却影响位于入射光瞳平面上散斑的面内位移与离面位移,而双孔又很小,所以,对相关条纹的对比影响是很大的,即物面的倾斜对其影响很大。若双孔在 x 方向,则双孔干涉仪只能测量 x 方向的面内位移,而不能测量 y 方向的面内位移。并且我们事先并不知道物体的面内位移方向,这增加了测量的困难。若在孔径光阑上取四个孔,如图 1-64(a)所示,则面内位移的 x 分量与 y 分量都同时可以求出,当然在求解时必须对在两个正交方向上被记录的光栅图样做光学滤波;如果将小圆孔改为狭缝,则增加了透过的光量,如图 1-64(b)所示,效果更好。

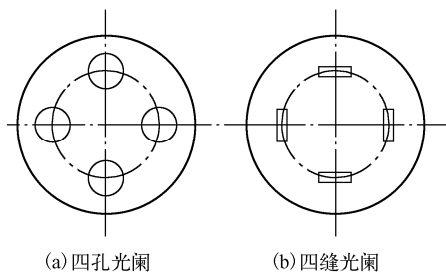


图 1-64 测面内位移的孔径光阑

1.7.5 散斑剪切干涉术

许多求平板弯曲问题的目的在于测量挠度,而两次曝光法只能求出物面上各点的位移值。位移值的一阶微分是应变,它的二阶微分才是挠度。因此,所获得的物面上各点的测定数据(位移),经过二阶微分才能得到计算弯距的挠度。但实验数据的数值微分会导致较大的误差,因此应尽可能少用或者避开不用。应用散斑剪切干涉法能直接得到位移的一阶微分(应变),减小了一次数据计算的误差,从而提高了测量精度。散斑剪切干涉法的形式很多,其中最简单的一种形式是迈克耳孙型散斑剪切干涉法。

1. 迈克耳孙型散斑剪切干涉法

如图 1-65 所示,相干的平行光束以 i 角入射到物体上,其中 A 点的漫散光被反射镜 M_2 反射后,再被分束板反射沿 C 方向射向照相机。而 B 点的漫射光先被分束板反射后,再被反射镜 M_1 反射,同样沿 C 方向射向照相机,它们在底片平面上的像重合叠加。

令 $A(x, y)$ 为物面上 B 点被物镜成像后在像点的振幅与相位,而 $A(x + s_x, y)$ 为物面上 A 点被物镜成像后在像点的振幅与相位。叠加后的振幅为

$$A_T = A(x, y) + A(x + s_x, y) \quad (1.7-35)$$

式中, s_x 为切变量。光强

$$I_1 = A_T A_T^* = 2|A|^2 (1 + \cos \phi) \quad (1.7-36)$$

式中, ϕ 为物体上 A、B 两点到成像点的相位差。

因为物面为粗糙面,所以 ϕ 是随机分布的。物体变形

后, A、B 两点都产生位移,引起光程差变化,两个切变波前的相位差亦发生变化,变化量用 $\Delta\phi$ 表示,则

$$I_2 = 2|A|^2 [1 + \cos(\phi + \Delta\phi)] \quad (1.7-37)$$

若对物体变形前后各曝光一次,此时像面上的光强分布为

$$I = I_1 + I_2 = 2|A|^2 [2 + \cos \phi + \cos(\phi + \Delta\phi)] \quad (1.7-38)$$

在物体微面积元 $d\sigma$ 上,相位 ϕ 的改变是非常迅速的。 $\cos \phi$ 与 $\cos(\phi + \Delta\phi)$ 的空间频率一般

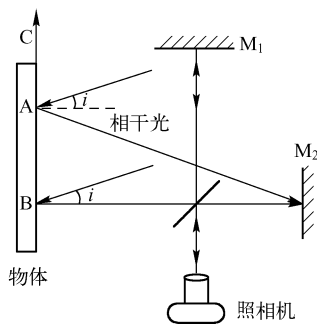


图 1-65 迈克耳孙型散斑剪切干涉仪

超过人眼的分辨率。眼睛所看到的为人眼能分辨面积元 $d\sigma$ 上的平均强度。假设在 $d\sigma$ 上, ϕ 在 $0 \sim 2\pi$ 的概率分布为均等, 则人眼能观察到的平均强度为

$$I_{cp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I d\phi = 4a^2 \quad (1.7-39)$$

式 (1.7-38) 又可写成
$$I = 4|A|^2 \left[1 + \cos\left(\phi + \frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos\frac{\Delta\phi}{2} \right] \quad (1.7-40)$$

式中, $\cos\left(\phi + \frac{\Delta\phi}{2}\right)$ 为高频载波项。这就是说光强的振幅被低频因子 $\cos\frac{\Delta\phi}{2}$ 所调制。当 $\Delta\phi = (2K+1)\pi$ (K 为整数) 时, 则 $\cos\frac{\Delta\phi}{2} = 0$, 物面上这一个区域没有高频载波, 相当于不相关区域。当 $\Delta\phi = 2K\pi$ 时, 则 $\cos\frac{\Delta\phi}{2} = \pm 1$, 物面上这一个区域有高频载波, 相当于相关区域。与普通干涉条纹不同, 这种相关条纹肉眼看不出来, 但可以用空间滤波的方法显示出来, 其装置如图 1-66 所示。

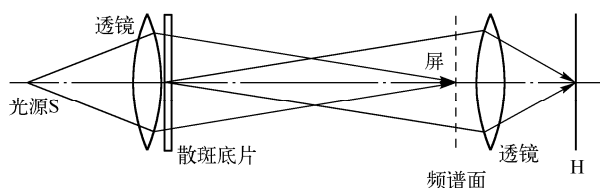


图 1-66 除去零频项的滤波装置

底片经过傅氏变换后, 它的频谱在频谱平面展开, 没有高频载波的区域, 它的频谱只在零频附近。若在光轴上放置一小圆屏, 则可以将其拦去, 所以该区域所成像为黑的。有高频载波的区域, 在整个频谱面上都有其频谱, 小圆屏只遮去零频, 高频分量仍能通过, 所以, 这一个区域所成的像是亮的, 这可以由图 1-66 的 H 平面显示出来。这样频率变化引起可见条纹的强度变化, 条纹的形状描述了两个切变波前的相位差 $\Delta\phi$ 。在图 1-65 中, $\Delta\phi$ 表示 A、B 两物点各自位移后光程差的变化。图 1-67 的物面上 A、B 两点经过迈克耳孙干涉仪两臂后成像于一点, 所以 \overline{AB} 为剪切量。变形后, A 点位移到 A', 其沿 x 、 y 、 z 方向的位移分量为 (s_x, s_y, s_z) ; B 点位移到 B', 沿 x 、 y 、 z 三方向的位移分量为 $(s_x + \delta s_x, s_y + \delta s_y, s_z + \delta s_z)$ 。A 点位移到 A' 点, 其相位改变为

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} [s_x \sin i + s_z (1 + \cos i)] \quad (1.7-41)$$

由图 1-68 很容易推导出上述公式。同理, B 点位移到 B' 点, 其相位改变为

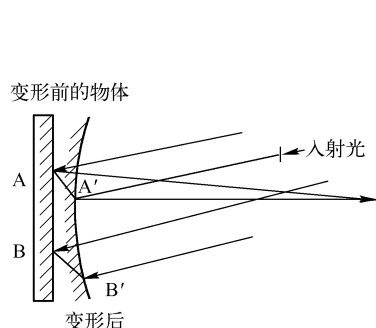


图 1-67 变形前后的物面及其剪切量

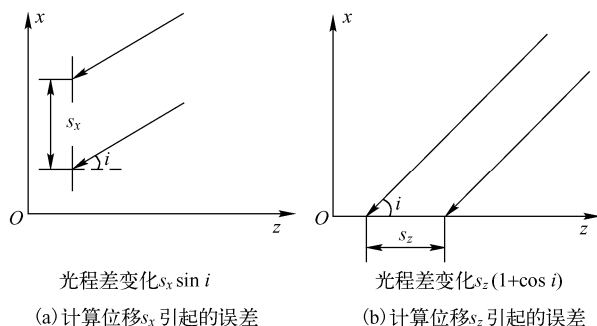


图 1-68 光程差的计算

$$\Delta\phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}[(s_x + \delta s_x)\sin i + (s_z + \delta s_z)(1 + \cos i)] \quad (1.7-42)$$

物面上 A, B 两点都变形后, 其相位变化为

$$\Delta\phi = \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}[(\delta s_x)\sin i + (\delta s_z)(1 + \cos i)] \quad (1.7-43)$$

$$\text{若沿 } z \text{ 方向剪切, 则 } \Delta\phi = \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{\partial s_x}{\partial x}\sin i + \frac{\partial s_z}{\partial x}(1 + \cos i)\right] \quad (1.7-44)$$

当视场角较小时, 相关区域的条件为

$$\frac{\partial s_x}{\partial x}\sin i + \frac{\partial s_z}{\partial x}(1 + \cos i) = \frac{N\lambda}{\Delta x} \quad (1.7-45)$$

式中, N 为整数, Δx 为剪切量。若沿 y 方向剪切, 其剪切量为 Δy 。当视场角较小时, 相关区域条件为

$$\frac{\partial s_y}{\partial y}\sin i + \frac{\partial s_z}{\partial y}(1 + \cos i) = \frac{N\lambda}{\Delta y} \quad (1.7-46)$$

式(1.7-45)与式(1.7-46)是在散斑剪切干涉仪中经常用到的两个公式。

下面讨论如何用式(1.7-45)与式(1.7-46)求剪切应变。当光线垂直入射, 即 $i = 0$ 时

$$2\frac{\partial s_z}{\partial x} = \frac{N\lambda}{\Delta x} \quad (1.7-47)$$

这时所得到的条纹是全场上 $\frac{\partial s_z}{\partial x}$ 为等值轨迹的条纹:

$$2\frac{\partial s_z}{\partial y} = \frac{N\lambda}{\Delta y} \quad (1.7-48)$$

这时所得到的条纹是全场上 $\frac{\partial s_z}{\partial y}$ 为等值轨迹的条纹。求出 $\frac{\partial s_z}{\partial x}$ 与 $\frac{\partial s_z}{\partial y}$ 后, 在 xz 平面上, 光线以

另外两个不同角度照时物体, 则可以用逐点法求出其他系数 $\frac{\partial s_x}{\partial x}$ 与 $\frac{\partial s_x}{\partial y}$ 等。此法与其他散斑方

法相比, 其优点为条纹质量好, 所以, 对物体拍摄两张相同的散斑剪切干涉照片, 将其叠合后, 再沿某方向略微移动一点, 用莫尔方法就可以得到沿该方向再次微分的条纹。

迈克耳孙型散斑剪切干涉法适用于全场观察物面的应变分布, 而且不破坏其结构。由于应力常集中在裂纹处, 因此, 由条纹的异常, 即可发现裂纹的地方。亦可发现轮胎结构的缺陷。刚体的位移差不产生应变, 因此散斑切变干涉仪并不对刚体运动敏感, 但刚体运动对全息条纹有影响。

下面讨论迈克耳孙型散斑剪切干涉仪的调整问题。

调整分两步进行, 第一步先调整迈克耳孙干涉仪, 使 M_2 对分束板的像与反射镜完全重合, 这时物面上各点的两个像亦完全重合; 第二步转动一块反射镜, 使物的两个像在 x 方向发生切变 Δx 。严格地讲, 两像面还有交角, 并不平行, 也不与观察面平行, 这种离焦效应可不予考虑。若在马赫干涉仪的两支光路中, 各放一块平行板, 转动平行板, 可使两个像分开, 即发生剪切, 但不会发生转动。

2. 光楔型散斑剪切干涉法

如图 1-69 所示, 在照相机的孔径光阑位置上放置一块光楔, 刚好覆盖光阑的一半, 使经过光

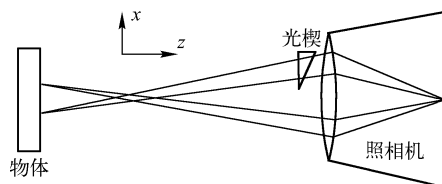


图 1-69 光楔形散斑剪切照相机

楔的像与不经过光楔的像发生剪切。照相机对焦于物体，所以，又可称为光楔式剪切照相机。改变光楔棱面的朝向，可使物面上 $M(x, y)$ 点与其邻近点 $M(x + \delta x, y)$ 在像面发生干涉，这就称为 x 方向剪切。 δx 为剪切量，此数值与光楔的楔角 α 、折射率 n 与物距 S 有关，即

$$\delta x = S(n-1)\alpha \quad (1.7-49)$$

本方法与全息计量方法比较，有下列优点：

- (1) 对准容易，调整简单。
- (2) 振动的影响较小，可在生产车间进行测量。
- (3) 对相干性要求低，激光器不要求单模输出。
- (4) 灵敏度可变，测量范围较大，可以测量大的变形。
- (5) 可用分辨率较低的底片，即较廉价的底片，甚至可用电视与光导塑料片记录。
- (6) 刚体位移对剪切照相机影响较小，所以剪切照相机所获得的条纹对应力集中点非常敏感，条纹很特殊，易于识别。

采用全息方法，由于受到刚体位移的影响，在集中点上条纹有些变化，但不及前者明显。与其他类型散斑剪切干涉仪比较，这种在物镜前放一块光楔引起像剪切的同时，亦发生像的转动的干涉仪，与迈克耳孙型相似，限制了视场角；此外，当物镜的 F 数小时，还发生大的像差，在视场中心，物镜两部分的像差是相等的，但在视场的边缘，物镜的两半（经过光楔的与不经过光楔的光束）的像差相差很大；而振幅分割干涉仪不会发生这种现象，所以，振幅分割干涉仪比波前分割干涉仪好。属于这一类的散斑剪切干涉仪形式很多：有在物镜前放置双光楔的，每块光楔各点为物镜的一半；有在物镜后面放置 45° 双反射镜的；有在物镜后面对称放置二块平行板的；有将物镜对半切成两个半块，再横向分开一微小距离的……可根据使用及生产条件来选择。

3. 双孔型散斑剪切干涉法

该方法与上述的测量物体面内位移的双孔散斑干涉仪相似。但在双孔的前面各放置一块平行板，如图 1-70 所示。同时转动两块平行板，可使像发生剪切。剪切量决定平行板的位置。将变形前后，物面上的亮条纹方程式相减，可求出其莫尔条纹方程式为

$$\frac{a}{S_0} \left[s_x + \frac{x}{S} s_z \right] + \delta x \left[\left(\sin i - \frac{x}{S} \right) \frac{\partial s_x}{\partial x} - \frac{y}{S} \frac{\partial s_y}{\partial x} + \left(1 + \cos i - \frac{x^2 + y^2}{2S^2} + \frac{3a^2}{8S^2} \right) \frac{\partial s_z}{\partial x} \right] = N\lambda \quad (1.7-50)$$

式中， a 为双孔间距， s 为物距， δx 为剪切量。当视场角甚小时，简化为

$$\delta x \left[(\sin i) \frac{\partial s_x}{\partial x} + (1 + \cos i) \frac{\partial s_z}{\partial x} \right] = N\lambda \quad (1.7-51)$$

在物镜前放一个四孔光阑，四孔对物镜光轴对称放置，如图 1-70 所示，故意使像面离焦，而在物镜前不放置平行板，亦可获得剪切量 δx 。若 Δ 为离焦量（物方）， a 为双孔间隔， S 是物距，可得

$$\delta x = \Delta \phi \cdot a / S \quad (1.7-52)$$

式 (1.7-52) 可以由三角形的相似而推导出来。假使光阑上不是两个孔，而是四个对称分布的圆孔，如图 1-71 所示，则像沿水平与垂直两方向同时发生剪切。在傅氏频谱面上，已用一个适当的滤波器，则可以得到沿 x 方向或沿 y 方向的斜率变化。严格地讲，与 x 轴或 y 轴成 45° 角的两个孔亦可以发生剪切，则这些信息可以决定上述斜率的正负号。

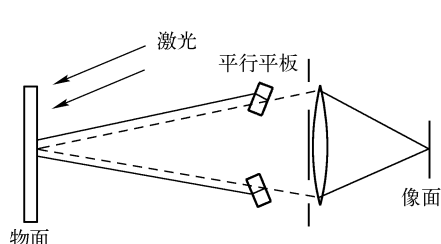


图 1-70 双平板型散斑剪切干涉仪

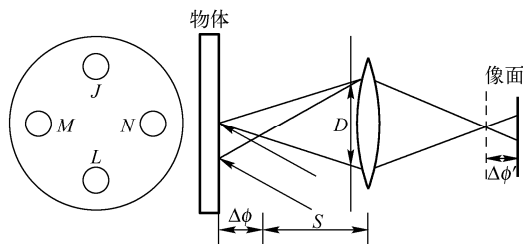


图 1-71 四孔型散斑剪切干涉仪

1.7.6 散斑干涉测量的应用

散斑的应用已很广泛，在振动、应变、粗糙度测量等方面都有应用。

1. 测量透明物质的一些性质

利用透明物体折射率的改变与散射质点间的关系，可以测量液体或透明物体的位移。

在图 1-72 中，经过两个柱面透镜后的激光束以片状入射到被检测的透明物体上。若透明物体中有许多极小的缺陷或模型中含有少量荧光物质，就有微弱的光散射出来，垂直于片状光束方向，用一台照相机对焦于它，则底片上形成散斑，根据

$$\langle \sigma_r \rangle \approx 0.6\lambda / \sin u' = 0.6\lambda / NA \quad (1.7-53)$$

进行散斑大小计算。 u' 为散斑的孔径角。若我们进行二闪曝光，一次在变形前，另一次在透明物体加负载变形以后，可得到片状光束照明地区的散斑照片。

假设物体的变形引起像的移动大于散斑，而仍在相关范围内(这相当于像的移动约 20 个散斑大小)，所获得的散斑图可以用逐点法或全场法分析，这与前面讲的聚焦散斑一样。大多数商业用的透明玻璃其散射光是很弱的，特别在片状光束时，散射光更弱，必须长时间曝光以得到散斑图。所以，开始应用时，只限于静态，或者是时间平均法，只有在高功率激光或高功率脉冲激光出现后，才将这方法扩展到动态，可测量流动液体的速度场。

实验表明，当垂直于片状光束方向有一位移时，新的散射中心进入片状光束，而原来的散射中心离开片状光束，使变形前后的两种散斑不相关，不论运动均匀与否，都要发生不相关，用片状光束来实验时，必须注意到这一点。

要测量流动液体的速度，不仅需要高功率激光，而且需要大的散射效率，这样才能在极短时间内(毫秒到纳秒)拍摄出散斑。所以，在液体中常加入产生散射的悬浮物质，例如牛乳、多苯乙烯小球、白色乳胶漆等。这些物质一方面能有效地散射激光，另一方面又随液体一起流动。有人用 0.5mW 氩氦连续激光加上一个电光调制器做出脉宽为 5ms、间隔为 25ms 的双脉冲激光，用这种激光可测出 1mm/s 数量级的流速；用红宝石激光器可做到 10~20ns 脉宽、间隔为微秒到秒级的双脉冲激光。不论用哪一种双脉冲激光器，都要求所用的液体是单向片状流动的，即稳定的一维的流动。除掺杂分子的分布与朝向引起的极小量旋涡外，一般不会降低相关性。总之，用双曝光技术测量液体的流速主要是保持散斑的相关性。而破坏相关性的因素有：(1) 测量平面上有大的变形梯度。(2) 垂直片状光束方向上有流动速度。(3) 被测物质光学长度的改变。(4) 照明片状光束的厚度上有不均匀运动。(5) 局部的旋涡引起质点的不规则运动。所有这些因素都会降低条纹的对比，要特别注意。

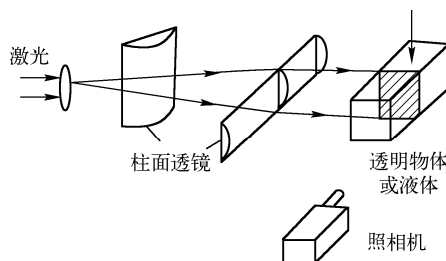


图 1-72 以物体散射光散斑测应变

2. 用散斑来检查眼睛的屈光不正度

当用眼睛观察被激光照射的毛玻璃时，就能看到散斑。设眼睛是正常眼睛，即调节在无限远，当头部垂直升高时，如图 1-73(a)所示，实线变为虚线，散斑保持不动。若眼睛为近视眼，如图 1-73(b)所示，当头部升高时，实线变为虚线，散斑向上移动。若眼睛为远视眼，如图 1-73(c)所示，当头部垂直升高时，实线变虚线，散斑向下移动。若近视眼或远视眼者戴了适当校正的眼镜后，当头部在垂直方向移动时，可使散斑在视网膜上保持不动，但犹如“沸腾”状，这表示观察表面与视网膜共轭。用该方法可检查眼镜是否配得合适。

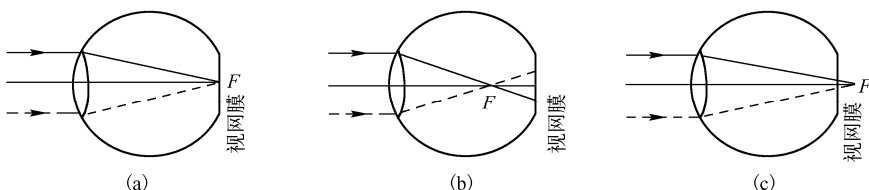


图 1-73 散斑检查眼睛屈光不正度

3. 散斑测量表面粗糙度

用激光照射粗糙表面，所形成的散斑图一般决定于表面的微观结构，但由这些散斑图中得到有意义的表面参数的信息是非常困难的，尤其用单色光照明很粗糙的表面，因为非常粗糙的表面形成的散斑并不完全取决于粗糙度。用其他光学方法来确定这种表面，也遇到同样的问题。散斑测量表面粗糙度可解决一定范围内的问题。

若用一束平面激光照明被测粗糙表面，可得到一个散斑图；略微改变激光入射角方向，在同一底片上，又可得到另一散斑图；如果入射角的变化足够小，入射角的变化不仅移动了散斑，而且亦变化了散斑的结构。显影后，该底片频谱面上杨氏条纹也发生变化，杨氏条纹的对比度取决于表面的粗糙度，由此可测出表面的粗糙度，这是强度相关。若要进行实时测量，可以用光电管来求它们的振幅相关值，最后的结果是一样的。用这种方法测量表面粗糙度的范围为 $1\sim 30\mu\text{m}$ 。若不改变入射光的角度，而改变入射光的波长，波长的改变亦改变散斑的结构，而降低了二次曝光散斑的相关度。相关度的降低与表面粗糙度有关，由此亦可以求出其粗糙度。用此方法可测量表面粗糙度的范围为 $0.2\sim 5\mu\text{m}$ 。对于比较光滑的表面可以直接测量散斑本身的对比，其测量粗糙度的范围小于 $0.25\mu\text{m}$ 。

4. 散斑测速

利用漫射体的粗糙表面在激光照明下产生的散斑可以测量此漫射体的相对移动速度，其原理如图 1-74 所示。当用半导体激光(LD)照射在运动的漫射体上时，同一个散斑用两个光电二极管来接收，通过相关处理，求出延迟时间，就可以获得相对移动速度。其处理原理如图 1-75 所示，延迟时间为

$$\tau_d = \frac{X}{\sigma V} \quad (1.7-54)$$

式中， X 为二探测器之间的距离； σ 为散斑的平均直径； V 为探测器的运动速度。

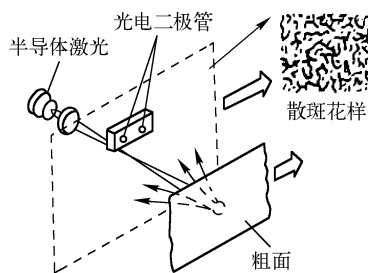


图 1-74 散斑测速原理

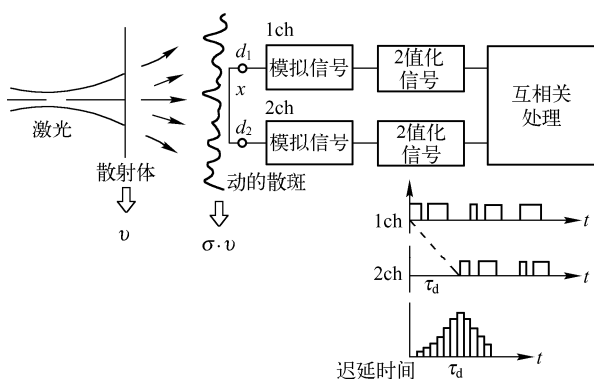


图 1-75 速度传感器的处理原理

表 1-1

项 目	数 据
速度范围	30~1800m/min
作用距离	35~45mm
频率	20ms
精度	0.5%
使用温度	0~40℃

这种方法能达到技术指标见表 1-1。这种方法可用于各种板材、纸张，不仅用于速度评价，通过反馈还可以对速度进行控制。

练习与思考题

- 1-1 设置一个装置，能在观察屏上看到干涉条纹，解释光干涉形成条件，决定干涉条纹的数量、宽窄以及方向的因素。
- 1-2 影响干涉条纹对比度的因素有哪些？对比度为什么影响测量精度？
- 1-3 什么是数字干涉技术？如何应用数字干涉技术进行面型检测？
- 1-4 简述多光束干涉原理及其应用。
- 1-5 给出剪切干涉仪的结构简图。
- 1-6 如何采用剪切干涉仪进行平行平板检测？
- 1-7 简述外差干涉原理及优点。
- 1-8 简述设置外差干涉仪，进行长度测量。
- 1-9 简述全息干涉原理及应用。
- 1-10 设置全息干涉装置，进行物体形变测量。
- 1-11 简述激光散斑干涉术的原理。
- 1-12 设置散斑干涉装置，进行振动测量。
- 1-13 比较本章各类干涉仪的优缺点和适合的应用方向。

本章参考文献

- 1 M.波恩, E. 沃耳夫. 光学原理. 北京: 科学出版社, 1981
- 2 杨国光. 近代光学测试技术. 杭州: 浙江大学出版社, 1997
- 3 冯其波. 光学测量技术与应用. 北京: 清华大学出版社, 2008
- 4 D. Gabor. Nature, 1948, 161: 777-790
- 5 E.N.Leith and J. Upatnieks, J. Opt. Soc. Amer, 1962, 52: 1123-1377
- 6 于美文. 光全息学及其应用. 北京: 北京理工大学出版社, 1996
- 7 A.E.Ennos. Progress in Optics .1978, 16: 233-288
- 8 J.C.Dainty. Progress in Optics . 1977, 14: 1-46

第 2 章 光衍射技术

2.1 激光衍射测量理论

激光衍射计量方法于 1972 年由加拿大国家研究所的 T.R.Pryer 提出。这是一种利用激光衍射条纹的变化来精密测量长度、角度、轮廓的全场计量方法。与干涉计量法、全息计量法、莫尔条纹法相比,这种方法具有简单、快速、精密及价廉的特点,因此,在最近 20 年来受到各方面的重视,逐步发展成为一种专门的计量测试技术学科。

光学衍射现象很早便被人们所研究和熟知,它有着各种重要的应用,例如各种衍射光栅技术,在激光器出现并发展成熟以后,便直接被用于精密计量,这与散斑和全息一样,是 20 世纪 70 年代开始形成并很快发展起来的一种新的非接触计量测试方法。它特别适合于自动检测,作为一种极灵敏的光传感器使用。由于这种方法计算方便、操作简单、性能稳定而具有很好的发展前景。

光波作为一种高频电磁波,具有衍射特性,在自由空间中,单色平面光波场中任意一个平面上的复振幅分布一般都为简单的周期结构,不会因为传播而改变其波面形状,因而服从直线传播规律。在有界空间中,当光波的波面受到某种限制时,如由于介质的不均匀对其相位的调制,或介质的吸收、反射对其振幅的调制,则波面总会发生相应的改变——简单的周期结构被复杂的复振幅分布所取代。于是,光波发生了衍射。光波衍射的基本特征是在几何阴影区光强度不为零,而在几何投影区光强度出现非均匀分布;障碍物线度越小,衍射效应越强。

激光衍射计量技术的基础是衍射理论,本节先介绍菲涅耳衍射和夫琅禾费衍射理论,然后给出基于这两种理论的实际应用技术。

2.1.1 衍射的分类

假设 Q 为光波在衍射屏平面上的一个波前点(子波源点),而 P 为观察场点,它们的坐标分别为 (x_0, y_0) 和 (x, y) ,如图 2-1 所示,则 Q 点与 P 点的距离为

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2} \\ &= z \left[1 + \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2z^2} + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.1-1)$$

对 r 取不同近似,可得到两种不同的衍射现象,分别为菲涅耳衍射和夫琅禾费衍射。

当场点 P 和子波源点 Q 同时满足傍轴条件,即 $z^2 \gg x^2, y^2$ 和 $z^2 \gg x_0^2, y_0^2$ 时^[1],菲涅耳-基尔霍夫衍射积分式为

$$\tilde{U}(P) = -\frac{ie^{ikz}}{\lambda z} \iint_{x_0} \tilde{U}_0(Q) \exp[ik \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2z}] dx_0 dy_0 \quad (2.1-2)$$

式中, $\tilde{U}_0(Q)$ 表示透过衍射屏开孔的波前上 Q 点的光振动复振幅,由此衍射积分得到的光场复振幅分布称为菲涅耳衍射。菲涅耳衍射图样的强度分布与场点或源点到衍射屏的距离及波面形

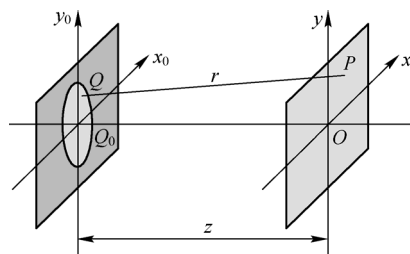


图 2-1 子波源点与场点的几何关系

状有关。在一般情况下,采用球面光波照明时,可在衍射屏后任意位置处的垂直平面上观察到菲涅耳衍射图样;采用平面光波照明时,菲涅耳衍射图样则出现在衍射屏后较近距离处。

当衍射屏距离光源及观察场点均为无限远时,即场点 P 和子波源点 Q 同时满足远场条件 $|z| \gg x^2/\lambda$ 、 y^2/λ 和 $|z| \gg x_0^2/\lambda$ 、 y_0^2/λ 时,由式 (2.1-2) 表示的菲涅耳-基尔霍夫衍射积分进一步变为

$$\tilde{U}(P) = -\frac{ie^{ikz}}{\lambda z} \iint_{\Sigma_0} \tilde{U}_0(Q) \exp\left(-ik \frac{xx_0 + yy_0}{2} z\right) dx_0 dy_0 \quad (2.1-3)$$

由此衍射积分得到的光场复振幅分布称为夫琅禾费 (J.Von Fraunhofer) 衍射。夫琅禾费衍射与菲涅耳衍射不同,其强度分布与光源的照明方式及观察位置无关。一般情况下,当采用平面光波照明时,可在衍射屏后较远距离处观察到夫琅禾费衍射图样;采用球面光波照明时,可在光源的共轭像平面上观察到夫琅禾费衍射图样。

菲涅耳衍射属于近场衍射,夫琅禾费衍射属于远场衍射。原则上可由衍射积分式求解所有的衍射问题,但当波前及衍射屏形状较复杂时,求解过程也复杂、烦琐。在实际应用中,一般只针对简单情况下的夫琅禾费衍射或傅里叶光学使用衍射积分。处理菲涅耳衍射问题,大多采用半定量的菲涅耳半波带法或振幅矢量叠加法。

2.1.2 菲涅耳衍射

1. 圆孔的菲涅耳衍射

如图 2-2 所示,单色点光源位于 S 点处,其发出的球面光波照射到一个开有小圆孔的衍射屏 C 上,在 P 点观察其衍射图样。假设圆孔的半径为 ρ ,到达圆孔处的波面的曲率半径为 R ,观察点 P 到该波面顶点(或圆孔中心) O 的距离为 b 。由于圆孔的限制作用,透射光波将发生衍射,其在 P 点的光强度由被圆孔限制的波面(或波前)上各个子波的贡献所决定。下面我们将采用两种近似方法来确定 P 点的光强度或振幅叠加情况。

(1) 菲涅耳半波带法

当以场点 P 为球心,以 $b + \lambda/2$ 、 $b + \lambda$ 、 $b + 3\lambda/2$ 、 \dots 为半径作球面时,透过圆孔的波面(或波前)被这些球面截成若干个环带。相邻两个环带的对应边沿点(如图 2-2 中的 M_2 与 M_3 点)到 P 点的光程差均等于半个波长,即

$$|M_1P| - |OP| = |M_2P| - |M_1P| = |M_3P| - |M_2P| = \dots = \lambda/2 \quad (2.1-4)$$

这些环带即为菲涅耳半波带(简称菲涅耳波带或波带)。

考察波面上分割出的第 k 个波带,如图 2-3 所示,设其边沿点 M_k 的高度(即环带半径)为 ρ_k ,相应的垂足点 O_k 到波面顶点 O 的距离(即第 k 个波带外边沿环绕的部分球面的高度)为 h_k ,则该波带外边沿环绕的这部分波面的面积为

$$\Sigma_k = 2\pi R h_k \quad (2.1-5)$$

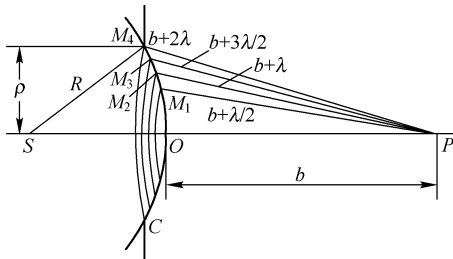


图 2-2 圆孔的菲涅耳衍射与波带分割

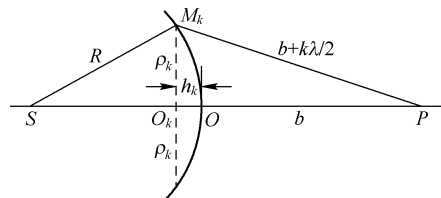


图 2-3 波带半径及面积计算

而由直角三角形 $\Delta SM_k O_k$ 和 $\Delta PM_k O_k$ 中的几何关系可得

$$\begin{aligned}\rho_k^2 &= R^2 - (R - h_k)^2 = 2Rh_k - h_k^2 = \left(b + k\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_k)^2 \\ &= \left(k\frac{\lambda}{2}\right)^2 + bk\lambda - 2bh_k - h_k^2\end{aligned}\quad (2.1-6)$$

一般情况下, $\lambda \ll b$, 简化式 (2.1-6) 后得

$$h_k = \frac{kb\lambda}{2(R+b)} \quad (2.1-7)$$

将上式 (2.1-7) 代入式 (2.1-5), 得

$$\Sigma_k = k \frac{\pi R b \lambda}{R+b} \quad (2.1-8)$$

采用同样的方法可求得第 $k-1$ 个波带的外边沿环绕的波面面积为

$$\Sigma_{k-1} = (k-1) \frac{\pi R b \lambda}{R+b} \quad (2.1-9)$$

将式 (2.1-8) 和式 (2.1-9) 相减, 便可得到第 k 个波带的面积为

$$\Delta \Sigma_k = \frac{\pi R b \lambda}{R+b} \quad (2.1-10)$$

上式表明, 由圆孔处波面分割出的波带的面积仅仅和波面半径 R 、场点到波面顶点的距离 b , 以及照射光波的波长 λ 三者有关。当三者都确定时, 该面积也成为定值, 不再随波带的级次变化而变化。

同时考虑到一般情况下有 $h_k \ll b, R$, 于是可得到第 k 个波带的半径为

$$\rho_k = \sqrt{2Rh_k - h_k^2} \approx \sqrt{2Rh_k} = \sqrt{\frac{k\lambda R b}{R+b}} \quad (2.1-11)$$

反过来, 若已知圆孔的半径为 ρ , 则被圆孔限制的波面相对于场点 P 可分割的波带数目为

$$k = \frac{R+b}{\lambda R b} \rho^2 = \frac{\rho^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{b} \right) \quad (2.1-12)$$

从上面的分析可以得出菲涅耳波带具有如下特点: ①相邻的两个波带在 P 点引起的光振动相位差为 π , P 点产生相消干涉; ②所有波带的面积近似相等 ($b \gg \lambda$ 时)。由于每一个波带的横向宽度均很小, 可以认为同一波带上各点到 P 点的距离, 以及各面元的法线与该面元中心到 P 点连线的夹角相等, 因而同一波带上各面元在 P 点产生的光振动具有相同的振幅和相位, 并且任一波带在 P 点产生的光振动的振幅仅仅与该波带到 P 点的距离及方向角有关。设 A_k 表示第 k 个波带在 P 点产生光振动的振幅, 即随着波带级次的增大而单调减小, 可表示为

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \cdots > A_k > A_{k+1} \quad (2.1-13)$$

相应的光振动相位可依次表示为 $\phi_0, \phi_0 + \pi, \phi_0 + 2\pi, \phi_0 + 3\pi, \cdots, \phi_0 + (k-1)\pi, \phi_0 + k\pi$ 。于是, 由 k 个波带在 P 点引起的合振动的振幅为

$$A(P) = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \cdots + (-1)^{k-1} A_k \quad (2.1-14)$$

取奇数项

$$A_1 = \frac{A_1 + A_1}{2}, \quad A_3 = \frac{A_3 + A_3}{2}, \quad \dots$$

即近似

$$A_2 = \frac{A_1 + A_3}{2}, \quad A_4 = \frac{A_3 + A_5}{2}, \quad \dots$$

再代入式 (2.1-14), 可得

$$A(P) = \begin{cases} \frac{A_1 + A_k}{2}, & k \text{ 为奇数} \\ \frac{A_1 - A_k}{2}, & k \text{ 为偶数} \end{cases} \quad (2.1-15)$$

式(2.1-15)表明, 场点 P 的光强度是否取极大或极小值由所能分割的波带数 k 的奇偶性决定。当波面相对于 P 点刚好可分为奇数个波带时, P 点的合振动振幅约等于第 1 个波带与第 k 个波带引起的振幅之和的一半[见图 2-4(a)], 即强度取极大值

$$I = I_{\max} = (A_1 + A_k)^2 / 4 \quad (2.1-16)$$

当波面相对于 P 点刚好可分为偶数个波带时, P 点的合振动振幅约等于第 1 个波带与第 k 个波带引起的光振动振幅之差的一半[见图 2-4(b)], 即强度取极小值

$$I = I_{\min} = (A_1 - A_k)^2 / 4 \quad (2.1-17)$$

当波面相对于 P 点不是整数个波带时, P 点的合振动强度则介于极大值与极小值之间。

由式(2.1-12)可以看出, 波带数 k 的取值由照射光波的波长 λ 、波面的曲率半径 R 、圆孔的半径 ρ , 以及衍射光屏到 P 点的距离 b 这四个因素所确定。当其中三个参数确定时, P 点的合振动强度仅由其余一个参数的取值而决定。若给定 R 、 ρ 、 λ , 则 P 点的合振动强度随距离 b 变化; 若给定 b 、 ρ 、 λ , 则 P 点的合振动强度随波面的曲率半径 R 变化。因此, 如果沿轴向移动光源、衍射屏或观察屏, 则会发现 P 点的光强度将出现亮暗交替变化。其次, 若给定 b 、 R 、 λ , 则 P 点的合振动强度随圆孔的半径 ρ 变化。例如, 当 $\rho = \rho_1$ 时, $k=1$, 表明圆孔只能允许第 1 个波带透过, 则 P 点的合振动振幅为 $A(P) = A_1 = A_{\max}$ (最大值); 当 $\rho = \rho_2$ 时, $k=2$, 表明圆孔只能允许第 1 和第 2 两个波带透过, 于是得到 P 点的合振动振幅为 $A(P) = A_1 - A_2 = A_{\min}$ (最小值); 当 $\rho \rightarrow \infty$ 时, $k=\infty$, 此时波面不受任何限制, 呈自由传播状态, 所有波带均对衍射光场有贡献, 其在 P 点的合振动振幅 $A(P) = (A_1 - A_{\infty})/2 = A_1/2 = A_{\max}/2$ 。由上面的分析可以得出这样的结论: 当圆孔的孔径小到只能允许入射球面波的第 1 个波带通过时, P 点是一个亮点, 且光强度取最大值; 而当孔径增大到可以允许第 1 和第 2 个波带通过时, P 点反而变成暗点, 并且光强度取最小值; 当孔径增大至无限大, 以至于波面不受限制地在空间自由传播时, P 点合振动的振幅则仅仅等于由第 1 个波带在该点引起的光振动振幅的一半, 而光强度更只有后者的 1/4。可见, 波面受限制的结果是, 使得前方空间的光场出现非均匀分布, 形成光强度呈亮暗交替变化的衍射图样。

在以上讨论中, 均假定观察场点位于圆孔的轴上。当观察场点不在轴上时, 仍可借助上述方法分割波带来进行分析, 只是由于对称性关系被破坏, 此时分割出的各个波带的面积不再相等, 从而很难精确地估计该点的合振动振幅及强度。

如图 2-5 所示, 为了确定衍射光场在任意离轴点 P' 的光强度, 可连接 P' 与 S , 该连线与波面的交点为 M_0 , 以 P' 点为球心, 分别以 $P'M_0 + \lambda/2, P'M_0 + \lambda, P'M_0 + 3\lambda/2, \dots$ 为半径作球面, 同样可将波面分割成一系列环状波带。但是由于衍射屏的存在, 透过圆孔的波面相对于 P' 点是不对称的, 这就导致所分割出的波带与该波面不同心。图 2-6 示出了被圆孔限制的波面相对于 P' 点所分割出的波带形状。其中深色环带表示偶数级波带, 白色环带表示奇数级波带。与前面不同, 这些波带在 P' 点引起振动的振幅大小, 不仅取决于波带的数目, 还与每个波带漏出部分的面积大小有关。但可以粗略地估计出, 当 P' 点逐渐偏离 P 点时, 衍射光仍会交替地出现亮暗起伏。同时, 由于整个装置是轴对称的, 观察屏上距离 P 相等的点应具有同样的衍射光强, 因此, 可以想象出圆孔的菲涅耳衍射图样应是一组亮暗相间的同心圆环条纹。

图 2-7 和图 2-8 分别为在给定 R 、 ρ 、 λ 等参数情况下, 在垂直于传播方向的不同观察平面上得到的圆孔菲涅耳衍射的实验结果和仿真计算结果。

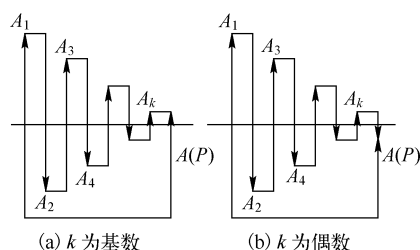


图 2-4 菲涅耳半波带法中的振幅矢量

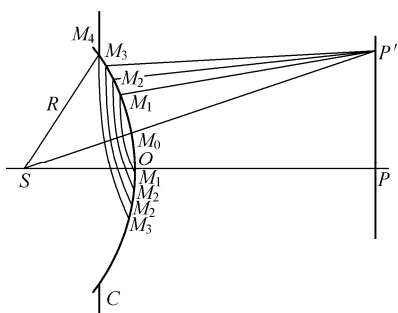


图 2-5 离轴点的波带分割方法

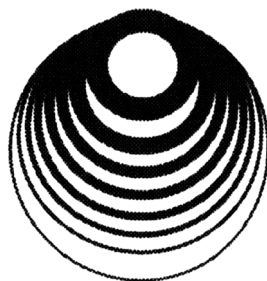


图 2-6 离轴点波带的分布

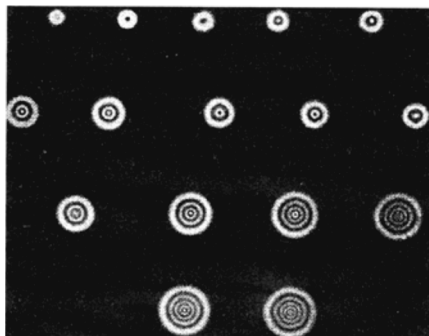
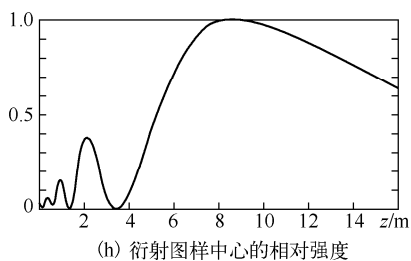
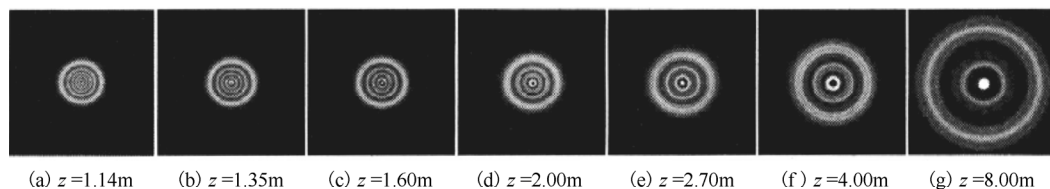


图 2-7 圆孔的菲涅耳衍射图样(不同观察平面上)



(h) 衍射图样中心的相对强度

图 2-8 圆孔的菲涅耳衍射仿真图样(与衍射屏不同距离 z 处的观察平面上)

需要指出的是, 由于衍射图样与光源点的相对位置有关, 而实际光源总有一定的面积大小, 当光源面积较大时, 其不同点引起的衍射光场的非相干叠加结果, 使得衍射图样的亮暗分布变得模糊, 甚至消失。因此, 观察菲涅耳衍射时, 要求照明光源的面积必须很小, 以保证各光源点引起的衍射图样不致因空间上相互错开而消失。

(2) 振幅矢量叠加法(矢量图解法)

菲涅耳半波带法具有直观、简便等优点, 但是其缺点也非常明显, 这种方法近似性较大, 只能得出定性结果, 且仅适用于对称中心点的光振动大小的判断。为了更精确地解决此类问题, 可利用基于半波带法上提出的振幅矢量叠加法(又称矢量图解法)。它的基本思路是将由菲涅耳半波带法分割的每个波带再分割为许多面积大小相等的微细波带, 这种微细波带与菲涅耳波带具有类似的特点: ①相邻两个微细波带在 P 点引起的光振动的相位差恒定(设为 δ), 但远

小于 π ；②同一微细波带各处在 P 点引起的光振动具有相同的振幅和相位，不同微细波带在 P 点引起的光振动振幅随微细波带序数的增大而单调减小，相位则按等差级数增大。于是，假如将每个微细波带在 P 点引起的光振动的振幅视为一个矢量（即振幅矢量），用 $\Delta\vec{A}_{km}$ 表示，则第 k 个波带在 P 点引起的光振动的振幅矢量可表示为

$$\vec{A}_k = \sum_{m=1}^l \Delta\vec{A}_{km} \quad (2.1-18)$$

因而合振动的振幅矢量可表示为

$$\vec{A}(P) = \sum_{n=1}^k \vec{A}_n = \sum_{n=1}^k \sum_{m=1}^l \Delta\vec{A}_{nm} \quad (2.1-19)$$

或

$$\vec{A}(P) = \sum_{n=1}^k (-1)^{n+1} A_n = \sum_{n=1}^k \sum_{m=1}^l (-1)^{n+1} \Delta A_{nm} e^{i(\varphi_0 + m\delta)} \quad (2.1-20)$$

如图 2-9 所示，每个波带所包含的微细波带的振幅矢量叠加，形成半个圆弧（半个波带所包含的微细波带的振幅矢量之和构成四分之一圆弧），所有微细波带的振幅矢量叠加，形成一种螺旋形曲线——考纽线。由该曲线的始端指向末端的矢量就是光波在场点 P 的叠加光振动的振幅矢量 $\vec{A}(P)$ 。

为了更精确地描述各种衍射现象，下面将主要采用振幅矢量叠加法对衍射现象进行分析。

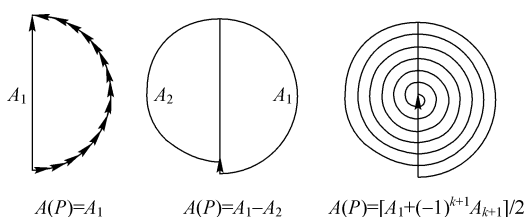


图 2-9 微细波带的叠加

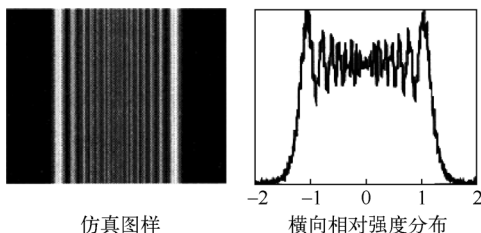


图 2-10 单缝的菲涅耳衍射

2. 单缝的菲涅耳衍射

当一束光波照射到一个狭缝衍射屏上时，其波面在平行于狭缝方向不受限制，仅在垂直于狭缝方向受到限制。因此，其衍射图样在平行于狭缝方向上，仍服从自由传播时的强度分布特征（如在平面波或柱面波照射下均为均匀分布），而在垂直于狭缝方向上出现强度的非均匀分布。从上面的分析可以得出：单缝的菲涅耳衍射图样是一组沿垂直于狭缝方向展开的亮暗相间的直线形条纹。图 2-10 是利用菲涅耳衍射积分计算得到的狭缝的仿真菲涅耳衍射图样及横向相对强度分布。

2.1.3 夫琅禾费衍射

由图 2-11 可以看出，假设衍射屏为一个垂直于纸平面放置的狭缝，那么由被狭缝限制的波面上每一点发出的球面子波相互叠加形成了衍射屏后光波场。由于每个球面子波均包含着各个传播方向的光线，因此透射光场也可以看成是各种具有不同传播方向的平面波的叠加。当同一方向的平面波分量在无限远或透镜 L 的像方焦平面上会聚于同一点，满足相长干涉条件时，该点为亮点——强度取极大值；满足相消干涉时，该点为暗点——强度取极小值。在图 2-11 的光路中观察平面上的中心点（即透

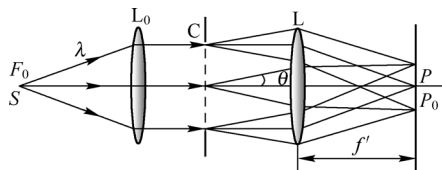


图 2-11 平面光波照明下的夫琅禾费衍射

镜 L 的像方焦点) P_0 ，由于各部分在 P_0 点具有相同的相位延迟，故 P_0 点出现相长干涉，强度取极大值。同样，利用等光程成像条件也可得出在球面光波照明下（如图 2-12 所示）， P_0 点是一

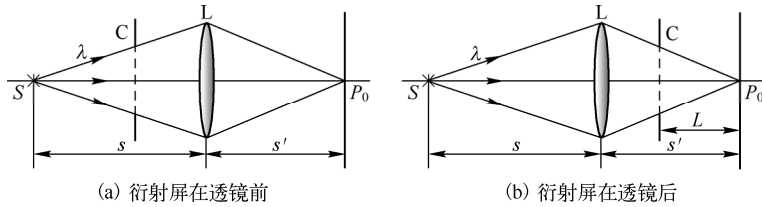


图 2-12 球面光波照明下的夫琅禾费衍射

个强度极大值点。同理，当单缝和矩形孔改为圆孔的时候，它的夫琅禾费衍射图样应该是一组同心圆环状条纹，如图 2-13 所示。

1. 圆孔的夫琅禾费衍射

对于圆孔的夫琅禾费衍射，设其半径为 a ，衍射孔处单位面积的波前在 P 点引起的光振动振幅为 $A_0/(\pi a^2)$ ，取极坐标系进行分析，衍射孔平面上 (φ, ρ) 处 dS 面元发出的球面子波在观察平面上 P 点的光振动复振幅为

$$d\tilde{U}(P) = \frac{A_0}{\pi a^2} e^{-i\phi} dS \quad (2.1-21)$$

式中， $dS = \rho d\rho d\varphi$ ， $\phi = 2\pi \sin \theta (a + \rho \cos \varphi) / \lambda$ 。由此可得所有面元发出的球面子波在 P 点的总光振动总复振幅与强度分别为

$$\tilde{U}(P) = \frac{A_0}{\pi a^2} \int_0^a \rho d\rho \int_0^{2\pi} \exp[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta (a + \rho \cos \varphi)] d\varphi \quad (2.1-22)$$

$$= \tilde{U}(P_0) \cdot \left[2 \frac{J_1(\alpha')}{\alpha'} \right]$$

$$I(P) = I(P_0) \cdot \left[2 \frac{J_1(\alpha')}{\alpha'} \right]^2 \quad (2.1-23)$$

式中， $\alpha' = 2\pi a \sin \theta / \lambda$ ， $J_1(\alpha')$ 为一阶第一类贝塞尔函数（一种特殊函数，数值可查阅有关数学手册）。根据贝塞尔函数的性质，当 $\alpha' = 0$ ，即 $\theta = 0$ 时， $I(P) = I(P_0) = I_{\max}$ 。可以看出，圆孔的夫琅禾费衍射与圆孔的菲涅耳衍射有很大的不同，其中心始终是一个亮斑（极大值）。其他各级次强度极大值和极小值中心位置的计算结果分别为：

$$\text{次极大值位置} \quad \sin \theta'_1 = 0.819 \frac{\lambda}{a}, \sin \theta'_2 = 1.333 \frac{\lambda}{a}, \sin \theta'_3 = 1.84 \frac{\lambda}{a}, \dots \quad (2.1-24)$$

$$\text{极小值位置} \quad \sin \theta_1 = 0.610 \frac{\lambda}{a}, \sin \theta_2 = 1.116 \frac{\lambda}{a}, \sin \theta_3 = 1.619 \frac{\lambda}{a}, \dots \quad (2.1-25)$$

圆孔的夫琅禾费衍射光场的相对强度分布如图 2-14 所示。图 2-15 为实验获得的圆孔夫琅禾费衍射图样。可以看出，其中心是一个集中了大部分光能量的圆形亮斑，称之为艾里 (G.B. Airy) 斑，其大小以第一级暗条纹中心为边界，故艾里斑的半角宽度（角半径）可表示为

$$\Delta \theta_1 \approx \sin \theta_1 = \frac{0.610 \lambda}{a} \quad (2.1-26)$$

式 (2.1-26) 表明，艾里斑的角半径大小与圆孔的半径成反比，而与波长成正比。在白光照射下，艾里斑的中心为白色，而边沿呈现红色，其余各级衍射条纹均呈彩色环，如图 2-16 所示。

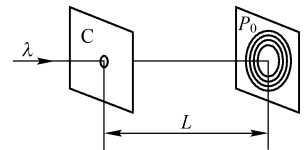


图 2-13 细激光束照明下的夫琅禾费衍射

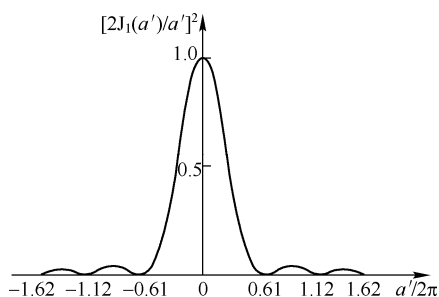


图 2-14 圆孔的夫琅禾费衍射的
相对强度分布

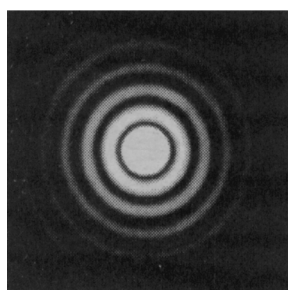


图 2-15 圆孔的夫琅禾费
衍射图样

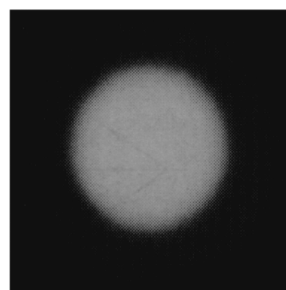


图 2-16 白光照射下的圆孔
夫琅禾费衍射图样

当采用图 2-11 的光路观察时, 艾里斑的线半径大小为

$$\Delta l_1 = \Delta \theta_1 f' = \frac{0.610 \lambda f'}{a} = \frac{0.610 \lambda}{a/f'} \quad (2.1-27)$$

式 (2.1-27) 表明, 艾里斑的大小与圆孔半径成反比, 与照射光的波长及透镜的焦距成正比。如果将该圆孔看作透镜的孔径光阑, 则上式表明艾里斑的大小与透镜的相对孔径大小成反比。当采用图 2-12 (b) 或图 2-13 的光路观察时, 艾里斑的线半径大小又可表示为

$$\Delta l_1 = \Delta \theta_1 L = 0.610 \lambda L/a \quad (2.1-28)$$

若已知照射光的波长 λ 和透镜的焦距 f' (或观察平面到圆孔平面的距离 L), 则通过测量艾里斑的半径 Δl_1 , 即可求得圆孔的直径 $2a$ 。

实际上, 图 2-11 和图 2-12 中的衍射屏同时也是该成像光具组的孔径光阑。由于夫琅禾费衍射图样出现在光源的共轭像平面上, 因此, 圆孔衍射图样的艾里斑实际上就是照明光源的共轭像。只是由于孔径太小, 以至于使理想的几何像点变成了一个弥散的圆斑。只有当 $\lambda \ll a/f'$ 时, $\Delta l_1 \rightarrow 0$, 弥散的艾里斑将收缩为一个亮点。

2. 单缝的夫琅禾费衍射

对于观察平面上除 P_0 以外的其他各点的衍射光场的分布, 可以分别从平行和垂直于狭缝两个方向进行分析。由于衍射屏在狭缝方向对波面没有限制, 使得透射光波在狭缝方向仍保持自由传播特性, 因而在观察平面上沿平行于狭缝方向的强度分布反映了光源的几何像沿该方向的分布特征——点光源照明时为一个亮点, 线光源照明时为一条亮线。

在垂直于狭缝的方向上, 由于狭缝对照射光波面的限制, 使得透射光波发生衍射, 形成一系列方向不同的平面波分量。

为分析简便, 假设: ①被狭缝限制的波面相对于 P 点可分割为无穷多个宽度为 dx_0 的等面积微细波带; ②同一微细波带上各点在 P 点引起的光振动的振幅和相位相同; ③单位宽度的波面具有的光振动的振幅为 A_0/a ; ④狭缝中心点处的微细波带在 P 点引起的光振动的初相位为 0。则宽度为 dx_0 的微细波带在 P 点引起的光振动的振幅为

$$dA = K \frac{A_0}{a} dx_0 \quad (2.1-29)$$

式中, K 表示比例常数。相邻两个微细波带发出的子波在 P 点的相位差为

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} dx_0 \sin \theta \quad (2.1-30)$$

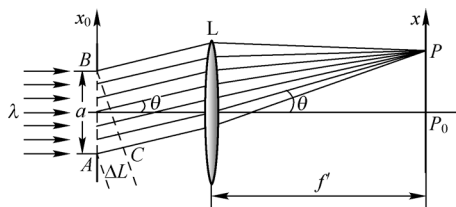


图 2-17 单缝的夫琅禾费衍射

于是，距离狭缝中心为 x_0 处的微细波带在 P 点引起的光振动的初相位和复振幅分别为

$$\phi_x = -\frac{2\pi}{\lambda} x_0 \sin \theta \quad (2.1-31)$$

$$d\tilde{U}(P) = K \frac{A_0}{a} \exp(i\phi_x) dx_0 \quad (2.1-32)$$

由此便得到所有微细波带在 P 点的叠加光振动的复振幅及光强度分别为

$$\begin{aligned} \tilde{U}(P) &= \int d\tilde{U}(P) = K \frac{A_0}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \sin \theta) dx_0 \\ &= K A_0 \frac{\lambda}{\pi a \sin \theta} \sin(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta) = K A_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha} = \tilde{U}(P_0) \frac{\sin \alpha}{\alpha} \end{aligned} \quad (2.1-33)$$

$$I(P) = |\tilde{U}(P)|^2 = \left| \tilde{U}(P_0) \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right|^2 = I(P_0) \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \quad (2.1-34)$$

式中， $\alpha = \pi a \sin \theta / \lambda$ ， $\tilde{U}(P_0) = K \tilde{A}_0$ ，后者表示衍射光场在中心点 $P_0 (\alpha = 0)$ 处的强度。

由式 (2.1-34) 可以看出，衍射光场在 P 点的强度大小主要由因子 α 或 $\sin^2 \alpha / \alpha^2$ 决定。当 $\alpha = 0$ 或 $\theta = 0$ 时，该点强度取最大值： $I(P) = I(P_0) = I_{\max}$ ，称为主极大值；当 $\alpha = \pm j\pi$ 或

$$\alpha \sin \theta = \pm j\lambda, \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1-35)$$

时，该点强度取极小值： $I(P) = 0 = I_{\min}$ ；相邻两个极小值之间存在一个极大值，由于因子 $\sin^2 \alpha / \alpha^2 < 1$ ，该极大值的强度总是小于主极大值，故称之为次极大值。令式 (2.1-34) 对角度 θ 的导数等于 0 (即 $dI(P)/d\theta = 0$)，可得单缝夫琅禾费衍射的次极大值位置，它们满足关系式： $\alpha = \tan \alpha$ 。求解这一超越方程可确定出各级次极大值点的角位置。由图 2-18 可以看出，上述结果与用菲涅耳半波带法得到的结果略有差异，但随着级数的增大，差异越来越小。

图 2-19(a) 和 (b) 分别为点光源和线光源照明时单缝夫琅禾费衍射图样，图 2-20 为利用衍射积分通过计算机数值计算得到的单缝夫琅禾费衍射仿真图样。

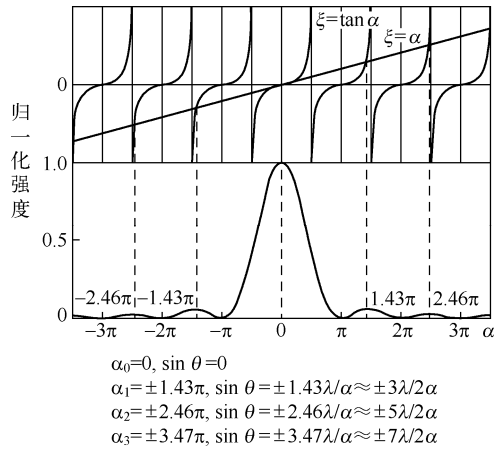


图 2-18 单缝夫琅禾费衍射图样的极大值点位置及归一化强度分布

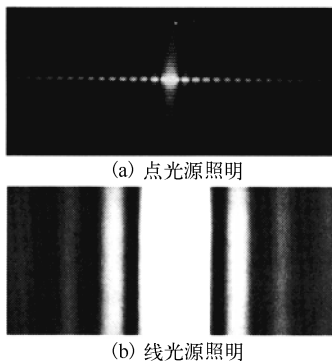


图 2-19 单缝夫琅禾费衍射图样

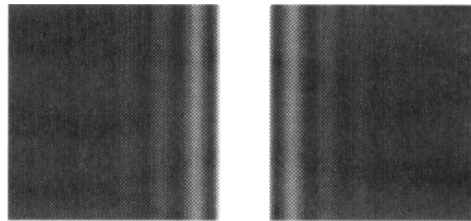


图 2-20 单缝夫琅禾费衍射仿真图样

由式 (2.1-35)，在傍轴条件下，即 θ 很小时，极小值点即暗条纹中心的角位置可简化为

$$\theta_j \approx \sin \theta_j = \pm j\lambda / a \quad (2.1-36)$$

若取相邻两个暗条纹中心对透镜光心的张角(即两暗纹中心的角间距)表示相应亮条纹的角宽度,透镜 L 的像方焦距为 f' , 则可得中央主极大值亮纹的角宽度和线宽度分别为

$$\Delta\theta_0 = 2\lambda/a \quad (2.1-37)$$

$$\Delta x'_0 = \Delta\theta_0 f' = 2\lambda f'/a \quad (2.1-38)$$

次极大值亮纹角宽度和线宽度分别为

$$\Delta\theta_j = \lambda/a = \Delta\theta_0/2 \quad (2.1-39)$$

$$\Delta x'_j = \lambda f'/a = \Delta x'_0/2 \quad (2.1-40)$$

上面的分析表明,单缝夫琅禾费衍射的强度随衍射角度按函数关系 $\sin^2 \alpha / \alpha^2$ 变化;由于相邻暗条纹中心的角(线)间距相等,因而所有次极大值亮纹的角(线)宽度相等,但主极大值亮纹的角(线)宽度为次极大值的两倍;相邻次极大值亮纹中心不等间距,随着衍射级次的增大,相邻次极大值亮纹中心的间距趋于恒定;亮条纹的宽度(或相邻暗条纹中心的间距)与狭缝宽度成反比,与照射光的波长及透镜焦距成正比。减小狭缝宽度,或增大照射光的波长及透镜的焦距,则亮条纹宽度增大,衍射图样展开范围亦增大。如图 2-21 所示,采用白光照明时,除中央主极大值亮条纹为白色外,其余各级次亮条纹均为彩色条纹,且每级亮条纹均以蓝紫色开始,红色终止。

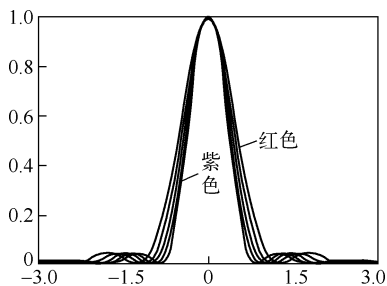


图 2-21 不同波长的单缝衍射图样强度分布

3. 双缝或双孔的夫琅禾费衍射

如图 2-22 所示,单色点光源 S 发出的球面光波经透镜 L_1 准直后,垂直照射在一个双缝(或双孔)衍射屏 Q 上,透过双缝(或双孔)的衍射光波经透镜 L 会聚在其像方焦平面上,形成夫琅禾费衍射。假设狭缝宽度(或圆孔半径)为 a ,两个狭缝(或圆孔)的间距为 d ,根据单缝(或圆孔)夫琅禾费衍射和双光束干涉的特点,可以得出以下结论:

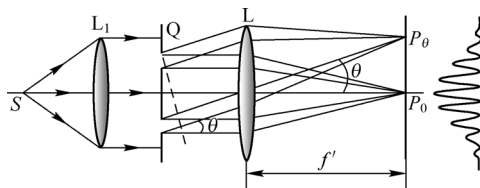


图 2-22 双缝(孔)的夫琅禾费衍射实验装置

(1) 光波透过每个狭缝(圆孔)后,各自在透镜 L 的像方焦平面上形成一组振幅分布相同的夫琅禾费衍射光场,且这两组衍射光场振幅分布的位置重合。每一组振幅分布在 P 点的振幅为

$$\text{单缝: } A_s(P) = A_s(P_0) \frac{\sin \alpha}{\alpha} \quad (\alpha = \frac{\pi}{\lambda} a \sin \theta) \quad (2.1-41)$$

$$\text{圆孔: } A_c(P) = A_c(P_0) \cdot \left[2 \frac{J_1(\alpha')}{\alpha'} \right] \quad (\alpha' = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \theta) \quad (2.1-42)$$

(2) 两个狭缝(圆孔)产生的衍射光波彼此相干,在透镜 L 的像方焦平面上形成等强度双光束干涉,其中在 P 点的相位差为

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta = 2\beta \quad (\beta = \frac{\pi}{\lambda} d \sin \theta) \quad (2.1-43)$$

综合单缝和圆孔的夫琅禾费衍射光场分布,由以上三式,得 P 点的总叠加光波复振幅为

$$\text{双缝:} \quad \tilde{U}_s(P) = 2A_s(P_0)e^{-i\beta} \frac{\sin \alpha}{\alpha} \cos \beta \quad (2.1-44)$$

$$\text{双孔:} \quad \tilde{U}_c(P) = 2A_c(P_0)e^{-i\beta} \cdot [2 \frac{J_1(\alpha')}{\alpha'}] \cos \beta \quad (2.1-45)$$

相应的总叠加光波强度分布为

$$\text{双缝:} \quad I(P) = I(P_0) \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \cos^2 \beta \quad (2.1-46)$$

$$\text{双孔:} \quad I(P) = I(P_0) \cdot [2 \frac{J_1(\alpha')}{\alpha'}]^2 \cos^2 \beta \quad (2.1-47)$$

上式表明，双缝(孔)夫琅禾费衍射图样的强度分布由单缝(圆孔)衍射因子和缝(孔)间干涉因子(即双光束干涉强度因子)共同决定。其中单缝(圆孔)衍射因子中央主极大值的角宽度为

$$\text{单缝:} \quad \Delta\theta_{s0} \approx \frac{2\lambda}{a \cos \theta} \approx \frac{2\lambda}{a} \quad (2.1-48)$$

$$\text{圆孔:} \quad \Delta\theta_{c0} \approx 2\Delta\theta_1 \approx \frac{1.22\lambda}{a} \quad (2.1-49)$$

缝(孔)间干涉因子的极大值和极小值位置分别满足条件

$$\text{极大值位置:} \quad d \sin \theta = \pm j\lambda, \quad j = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.1-50)$$

$$\text{极小值位置:} \quad d \sin \theta = \pm (2j+1) \frac{\lambda}{2}, \quad j = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.1-51)$$

$$\text{由此得到亮条纹的角宽度为} \quad \Delta\theta_j = \frac{\lambda}{d \cos \theta} \approx \frac{\lambda}{d} \quad (2.1-52)$$

显然，由于 $a < d$ ，说明在单缝(圆孔)衍射的每一级亮纹区域内又出现了一系列新的强度极大值点和极小值点。图 2-23 为根据式 (2.1-46) 绘制的不同 d/a 比值下，双缝夫琅禾费衍射图样的相对强度分布曲线。图 2-24 为双缝夫琅禾费衍射图样，图 2-25 为双孔夫琅禾费衍射图样。

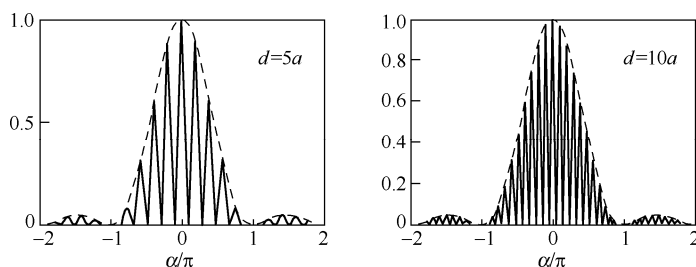


图 2-23 双缝夫琅禾费衍射图样的相对强度分布

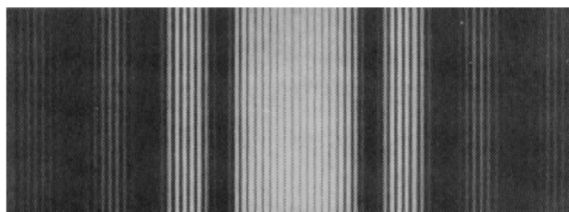
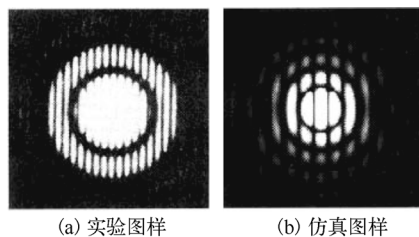


图 2-24 双缝夫琅禾费衍射图样



(a) 实验图样 (b) 仿真图样

图 2-25 双孔夫琅禾费衍射图样

由以上分析可以得出结论：双缝(孔)夫琅禾费衍射实际上是单缝(圆孔)夫琅禾费衍射与双光束干涉的综合效应。或者说，双缝衍射图样实际上是受单缝衍射因子调制的双光束干涉图样。

2.1.4 激光衍射测量技术

利用衍射条纹进行精密测试，其方法归纳起来分为两大类：

(1) 记录固定点衍射强度的方法，如图 2-26(a) 中的 A 和 B 点；

(2) 记录衍射分布特征尺寸(指衍射分布极值点之间的距离或角量)的方法，如图 2-26(b) 中的 t 。

这些技术方案归纳起来，主要有：间隙计量法；反射衍射法；分离间隙法；互补测定法；艾里圆测定法。下面介绍这些方法的计量原理及应用特点。

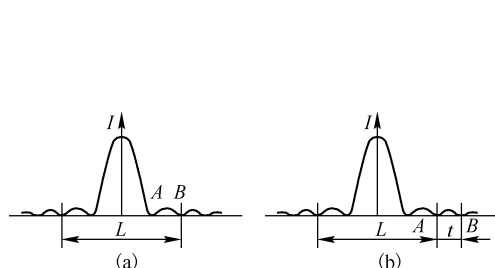


图 2-26 衍射光强分布的记录方法

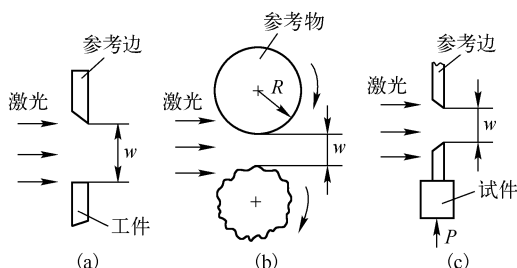


图 2-27 间隙计量法的应用

1. 间隙计量法

间隙计量法是衍射技术的基本方法，主要适合于三种用途：

(1) 尺寸的比较测量，见图 2-27(a)；

(2) 工件形状的轮廓测量，见图 2-27(b)；

(3) 用作应变的传感器，见图 2-27(c)。

间隙法用作比较测量时(见图 2-27(a))，先用标准尺寸的工件相对参考边的间隙作为零位，然后，放上工件，测定间隙的变化量而推算出工件尺寸。间隙法用作轮廓测量时(见图 2-27(b))，同时转动参考物和工件，由间隙变化得到工件轮廓相对于标准轮廓的偏差。间隙法用作应变传感器，当试件上加载 P 时(见图 2-27(c))，由单缝的尺寸变化，用衍射条纹的自动监测来反应应变量。这三种用途的基本装置，如图 2-28 所示。激光器发出的光经柱面扩束镜后获得一个亮带，并以平行光方式照射在由工件和参考物所形成的狭缝上，经成像物镜投射到观察屏或光电器件接收平面。其中，微动机构用于衍射条纹的调零或定位。

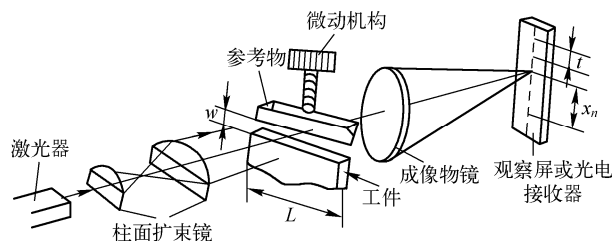


图 2-28 间隙计量法的基本装置

由于采用激光作为光源，柱面透镜作为聚光镜，光能高度集中在狭缝上，因此，能获得明亮而清晰的衍射条纹。当 $R \gg w^2/\lambda$ 时，观察屏离开工件较远，这时还可取消成像物镜，而直接在观察屏上测量衍射条纹。观察屏上的衍射条纹可直接用线纹尺测量，也可用照相记录测量或光

电测量。

间隙法的计算可按下式进行

$$w = n\lambda R / x_n \quad (2.1-53)$$

通过测量 x_n 来计算 w ，但更方便的计算，是设

$$x_n = nt \quad (2.1-54)$$

式中， t 为衍射条纹的间隔。

将式 (2.1-54) 代入式 (2.1-53)，则

$$w = \lambda R / t \quad (2.1-55)$$

已知 R 和 λ ，测定两个暗条纹的间隔 t ，按式 (2.1-55) 就可求出 w 。这对在光电测量的工程应用上很有意义。

图 2-29 是利用间隙法做应变测量的例子，其固定点之间的距离为 l 。

当构件被加载时，参考物棱边位置发生变化， w 值有 Δw 的改变，衍射条纹就发生移动，移动时对应于应变值

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta w}{l} = \frac{nR\lambda}{l} \left(\frac{1}{x_n} - \frac{1}{x'_n} \right) \quad (2.1-56)$$

式中， Δl 为参考物两个固定点距离 l 的变动量； x_n 为加载前 n 级衍射条纹的中心距中央零级条纹中心的位置值； x'_n 为加载后同一衍射条纹的中心位置值。

间隙计量法作为灵敏的光传感器用于测定各种物理量变化的例子是很多的。图 2-30 是作为压力传感器的一个例子，具有一定压力的气流进入膜盒，膜盒作为初级压力传感器，将位移通过杠杆传到衍射传感器上，缝隙的变化使衍射条纹移动，由光电器件检测出来，灵敏地反应压力及其变化。因此，各种压力、液面、温度、流量、加速度、电磁场等物理量的变化都可以用激光衍射技术来监测和控制。

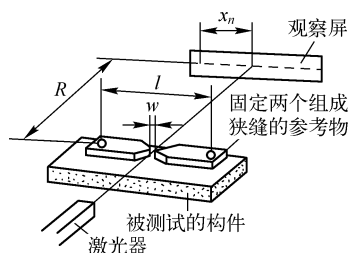


图 2-29 间隙法用作应变测量

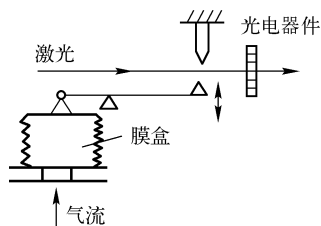


图 2-30 用作压力传感器的例子

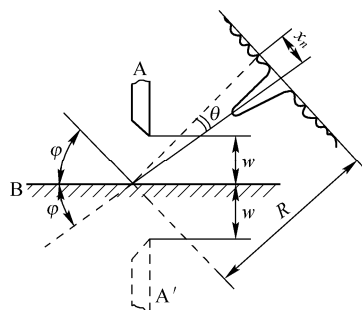


图 2-31 反射衍射法

2. 反射衍射法

反射衍射法主要利用反射镜形成狭缝进行衍射计量。图 2-31 是反射衍射法的原理图，狭缝由刀刃 A 与反射镜 B 组成。反射镜的作用是形成 A 的像 A'。这时光相当于以 φ 角入射、缝宽为 $2w$ 的单缝衍射。显然，当光程差满足下式时，出现暗条纹

$$2w \sin \varphi - 2w \sin(\varphi - \theta) = n\lambda \quad (2.1-57)$$

式中， φ 为激光对平面反射镜的入射角； θ 为光线的衍射角； w 为试件 A 的边缘与反射镜之间的距离。按三角级数将式 (2.1-57) 展开，则

$$2w(\cos \varphi \sin \theta + 2 \sin \varphi \sin^2 \frac{\theta}{2}) = n\lambda \quad (2.1-58)$$

对远场衍射，则

$$\sin \theta = x_n / R \quad (2.1-59)$$

$$\text{代入式 (2.1-58) 则有} \quad \frac{2wx_n}{R}(\cos \varphi + \frac{x_n}{2R} \sin \varphi) = n\lambda \quad (2.1-60)$$

$$\text{整理后得} \quad w = n\lambda R / 2x_n \left(\cos \varphi + \frac{x_n}{2R} \sin \varphi \right) \quad (2.1-61)$$

式(2.1-61)表明:

(1) 给定 φ , 已知 R 和 λ , 认定衍射条纹级次 n , 测定 x_n , 就可求得 w ;

(2) 由于反射效应, 装置的灵敏度可提高近一倍。

反射衍射技术的应用有三个方面的: 表面质量评价; 直线性测定; 间隙测定。

图 2-32 是反射衍射法的应用例子, 其中图(a)是利用标准的刀边来评价工件的表面质量, 图(b)是利用标准的反射镜面(如水银面, 液面等)来测定工件的直线性, 图(c)是利用反射衍射的方法来测定计算机磁盘系统的间隙, 图(d)是测定旋转轴的偏摆。从这些应用中可看出, 其特点是可使检测工作实现自动化, 灵敏度达 $25 \sim 0.025 \mu\text{m}$ 。这对自动生产线上的零件检测是很有价值的。

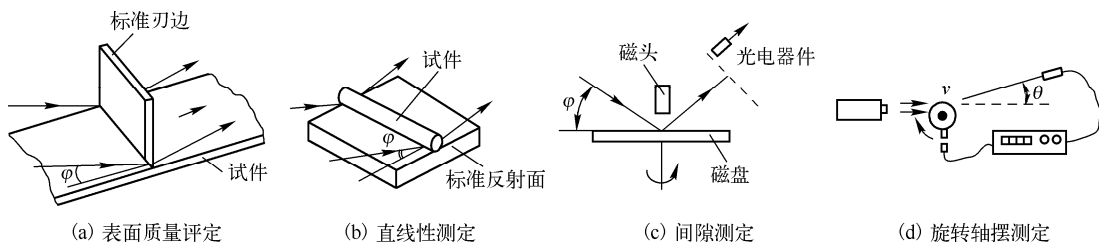


图 2-32 反射衍射法的应用

3. 分离间隙法

分离间隙法是利用参考物和试件不在一个平面内所形成的衍射条纹来进行精密计量的方法。实际测量中往往为安装试件方便, 要求组成单缝的两个边不在同一平面上, 这就形成了分离间隙的衍射测量方法。

分离间隙法的原理如图 2-33 所示。分离间隙的衍射特点在于出现的衍射条纹是不对称的。图 2-33 中组成单缝的二边不在同一平面内, 设狭缝的一边为 A , 另一边为 A_1 , 错开(分离)的距离为 z , A_1' 与 A 在一个平面内, 这时的缝宽为 w , 在衍射角为 θ_1 的观察屏上, 对应于这一级次的条纹位置为 P_1 。显然, 对称于光轴(即中央的零级条纹中心)的同一级次条纹为 P_2 。衍射角为 θ_2 , 由于分离值 z 的存在, 使 $\theta_2 \neq \theta_1$, 衍射条纹光强呈不对称分布。对 P_1 点, 出现暗条纹的条件是

$$\begin{aligned} \overline{A_1'A_1P_1} - \overline{AP_1} &= w \sin \theta_1 + (z - z \cos \theta_1) \\ &= w \sin \theta_1 + 2z \sin^2 \frac{\theta_1}{2} = n_1 \lambda \end{aligned} \quad (2.1-62)$$

对 P_2 点出现暗纹的条件是

$$w \sin \theta_2 - 2z \sin^2 \frac{\theta_2}{2} = n_2 \lambda \quad (2.1-63)$$

$$\text{因为} \quad \sin \theta_1 = x_{n_1} / R \quad \sin \theta_2 = x_{n_2} / R \quad (2.1-64)$$

分别代入式(2.1-62)及式(2.1-63), 则有

$$\begin{cases} \frac{wx_{n_1}}{R} + \frac{zx_{n_1}^2}{R} = n_1 \lambda \\ \frac{wx_{n_2}}{R} - \frac{zx_{n_2}^2}{R} = n_2 \lambda \end{cases} \quad (2.1-65)$$

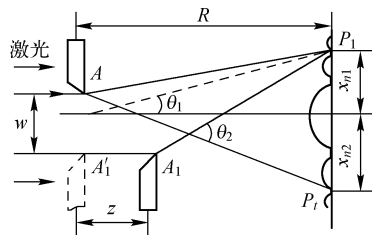


图 2-33 分离间隙法原理

由式(2.1-65)可得分离间隙法衍射时的缝宽公式

$$w = \frac{n_1 R \lambda}{x_{n_1}} - \frac{z x_{n_1}}{2R} = \frac{n_2 R \lambda}{x_{n_2}} - \frac{z x_{n_2}}{2R} \quad (2.1-66)$$

由式(2.1-66), 测定 x_{n_1} 及 x_{n_2} , 数出 n_1 及 n_2 , 已知 R 和 λ , 就可求得分离值 z ; 由 z 可计算 w 。

由式(2.1-65), 若测定相同级次的衍射条纹, 即

$$n_1 = n_2 \quad (2.1-67)$$

则

$$x_{n_2} > x_{n_1} \quad (2.1-68)$$

所以, 当狭缝两个边缘不在同一平面上时, 将出现中心亮条纹两边的衍射条纹不对称现象。条纹间距增大的一边, 就是 z 值所在的一边。

分离间隙法的应用如图 2-34 所示。图(a)是用分离间隙法测定折射率或液体变化的原理图。当用一束激光通过直径约为 $\Phi 2 \sim \Phi 3$ 的玻璃棒时, 产生一条狭的亮带照射被测试样。再经过一对狭缝, 即可用分离间隙法形成衍射条纹, 衍射条纹由透镜成像在光电器件上。当变换试样或改变试样中的液体时, 衍射条纹的位置就灵敏地反应折射率或折射率变化。测定精度可达 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ 。

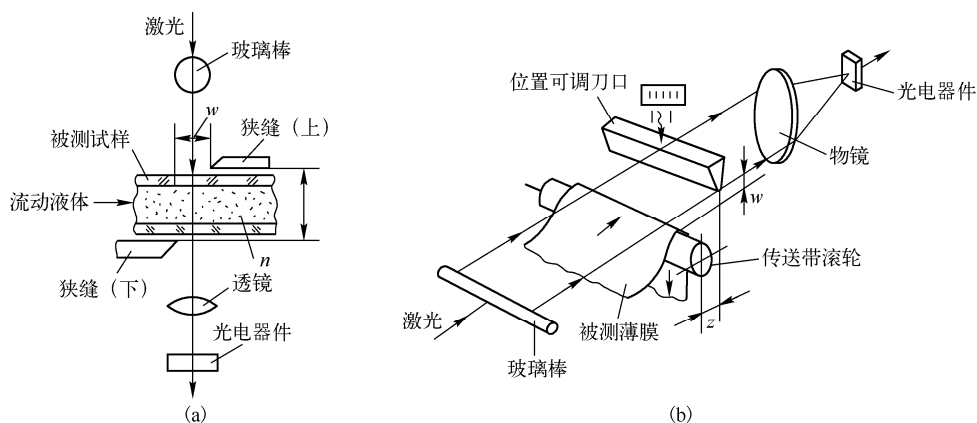


图 2-34 分离间隙法的应用

图 2-34(b)是利用分离间隙法测定薄膜材料厚度和表面涂层厚度的原理图。激光经过玻璃棒后形成狭亮带。被测薄膜由传送带滚轮输送, 滚轮与位置可调的刀口组成一对分离间隙。狭亮带照射间隙形成衍射条纹, 衍射条纹由物镜成像到光电器件上, 进行条纹自动计数。检测薄膜材料、纸张等的厚度时, 之所以要采用分离间隙法, 是为了控制操作上的方便。衍射计量时间隙尺寸一般小于 0.1mm , 放置试件困难。用该方法可测定 $0.3 \sim 0.5\mu\text{m}$ 的尺寸变化, 是一种控制塑性物体尺寸的有效方法。

4. 互补测定法

激光衍射互补测定法的原理是基于巴比涅(Babinet)定理(见图 2-35)。设一个任意形状的开孔, 在平面波照射下, 在接收屏上的复振幅用 \tilde{U}_1 表示, 那么用同一平面波照射其互补屏时, 在接收屏上其复振幅用 \tilde{U}_2 表示, 当互补屏叠加时, 开孔消失, 在接收屏上的光强分布也应消失, 即合成复振幅应为零, 即

$$\tilde{U} = \tilde{U}_1 + \tilde{U}_2 = 0 \quad (2.1-69)$$

而

$$\tilde{U}_1 = -\tilde{U}_2, \quad |\tilde{U}_1|^2 = |\tilde{U}_2|^2 \quad (2.1-70)$$

式(2.1-70)说明, 两个互补屏所产生的衍射图形的形状和光强完全相同, 仅相位差 π 。这就是巴比涅原理。对激光衍射条纹来说, 这意味着, 原来是亮条纹的位置上互补时将出现暗条纹。

利用这个互补原理, 就可以测定各种细缝和薄带的尺寸。

图 2-36 是利用互补法测量细丝直径 d 或薄带截面尺寸的原理图。这相当于缝宽为 d , 长度为无限大的单缝衍射。

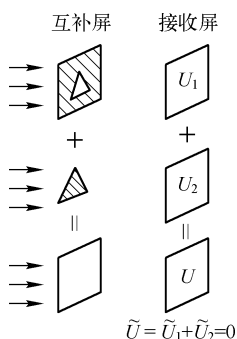


图 2-35 巴比涅原理

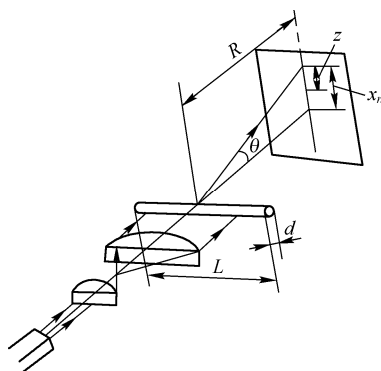


图 2-36 互补法测量细丝直径

一般情况下, 为获得远场条纹, 必须 $L \gg d^2 / \lambda$, 以及 $R \gg d^2 / \lambda$, 式中 L 为细丝长度; d 为细丝直径。

当 $d=0.1\text{mm}$ 时, 激光的 $\lambda=0.63\mu\text{m}$, 如果 $R=400\text{mm}$, 则 $L>16\text{mm}$ 。也就是说为获得清晰的夫朗禾费条纹, 在投影屏距细丝 400mm 时, 细丝的长度必须大于 16mm 。

细丝直径与衍射条纹之间的关系为

$$\begin{cases} d = nR\lambda / x_n \\ d = R\lambda / t \end{cases} \quad (2.1-71)$$

为获得明亮的远场条纹, 一般用透镜在焦面上形成夫朗禾费条纹, 如图 2-37 所示。设透镜的焦距为 f' , 则

$$d \sin \theta = n\lambda \quad (2.1-72)$$

$$\sin \theta = x_n / \sqrt{x_n^2 + f'^2} \quad (2.1-73)$$

故

$$d = n\lambda \sqrt{x_n^2 + f'^2} / x_n \quad (2.1-74)$$

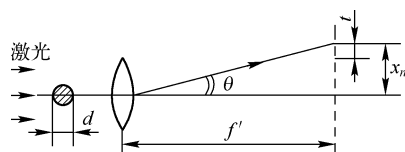


图 2-37 互补法测量的计算

用互补法测定细丝或薄片尺寸的实用意义是: 当细丝(金属丝, 光导纤维, 各种合成纤维丝等)或薄片(游丝等)的直径或厚度 $d \leq 0.1\text{mm}$ 时, 在投影仪或工具显微镜等精密计量仪上测量时, 由于衍射效应而使像边界不清, 造成测不准现象。如果用接触法测量, 则测力会使变形过大。这时, 衍射计量优势明显, 而且可实现自动计量。

5. 艾里圆测定法

该方法主要就是利用圆孔的夫琅禾费衍射现象(见图 2-38)。由前面的圆孔夫琅禾费理论可以得到观察屏上任一点 P 的振幅分布为

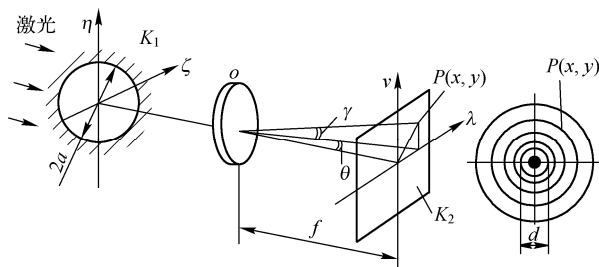


图 2-38 艾里圆测定法原理图

$$f(\theta, v) = 2J_1(x)/x \quad (2.1-75)$$

式中, $J_1(x)$ 为 1 阶贝塞尔函数; n 阶贝塞尔函数

$$J_n(x) = \sum_{K=0}^{\infty} \frac{(-1)^K}{K!(N+K)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2K} \quad (2.1-76)$$

取 $n=1$ 得到 $J_1(x)$, 其中

$$x = \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda} \quad (2.1-77)$$

P 点的光强分布

$$I_p = f(\theta, v)f^*(\theta, v) = I_0 \left[\frac{2J_1(x)}{x} \right]^2 \quad (2.1-78)$$

当 $x=0$ 时, 即中央亮斑, 它集中了约 84% 的光能量。对第一暗环, 即中央亮斑的直径大小, 由于

$$\sin \theta \approx \theta = \frac{d}{2f'} = 1.22 \frac{\lambda}{2a} \quad (2.1-79)$$

得到艾里圆中心亮斑的直径

$$d = 1.22 \frac{\lambda f'}{a} \quad (2.1-80)$$

当已知 λ 和 f' 时, 测定 d 就可以由式 (2.1-80) 求出 a 值。因此, 测定或研究艾里圆的变化可以精密地测定或分析微小内孔的尺寸。这对人造纤维、玻璃纤维等制造用的喷头上的微孔, 以及其他无法测量的微孔, 是很有用的测定手段。

6. 测量精度与最大量程

下面以间隙计量法来讨论系统的灵敏度、测量精度及其测量范围, 这是选择这种技术的一个重要的前提。

(1) 测量分辨率

测量分辨率就是测量能达到的灵敏度, 也就是激光衍射技术能分辨的最小量值。由于缝宽

$$w = Rn\lambda / x_n \quad (2.1-81)$$

则测量分辨率是 dw/dx_n 。令 $t = dw/dx_n$, 把上式写成 $x_n = Rn\lambda / w$, 并进行微分, 则衍射测量的分辨率为

$$t = dw/dx_n = w^2 / (Rn\lambda) \quad (2.1-82)$$

式 (2.1-82) 表明, 缝宽 w 越小, R 越大, 激光所用波长越长, 以及所取衍射级次越高, 则 t 越小, 测量分辨率越高, 测量就越灵敏。由于 w 受测量范围的限制, R 受仪器尺寸的限制, n 受激光器功率的限制, 因此, 实际上 t 是可以近似地确定的。设 $R = 1000\text{mm}$, $w = 0.1\text{mm}$, $n = 4 \sim 8$, $\lambda = 0.63\mu\text{m}$, 代入式 (2.1-82), 则

$$t = 1/250 \sim 1/500 \quad (2.1-83)$$

这就是说通过衍射, 使 w 的变化量放大了 250~500 倍。对 $w = 0.1\text{mm}$ 的缝宽来说, 测量的灵敏度是 $0.4 \sim 0.2\mu\text{m}$ 。

(2) 测量精度

衍射技术的测量精度主要由 $w = Rn\lambda / x_n$ 所决定。即由测量 x_n 、 R 及 λ 的精度所决定。由仪器误差与精度理论知道, 衍射计量能达到的精度是先对式 (2.1-81) 进行偏微分, 然后用随机方法进行处理, 其结果是

$$\Delta w = \pm \sqrt{\left(\frac{nR}{x_n} \Delta \lambda\right)^2 + \left(\frac{n\lambda}{x_n} \Delta R\right)^2 + \left(\frac{nR\lambda}{x_n^2} \Delta x_n\right)^2} \quad (2.1-84)$$

式中, $\Delta \lambda$ 为激光器的稳定度, ΔR 为观察屏的位置误差, Δx_n 为衍射条纹位置的测量误差。

对 He-Ne 激光器，稳定度一般可优于 $\Delta\lambda/\lambda=1\times10^{-4}$ ，观察屏距误差一般不超过 0.1%。当屏距 $R=1000\text{mm}$ 时， $\Delta R=\pm1\text{mm}$ 。衍射条纹位置测量误差，一般不超过 0.1%。当 $x_n=10\text{mm}$ 时， $\Delta x=\pm0.01\text{mm}$ ， $R=1000\text{mm}$ ， $\lambda=0.63\mu\text{m}$ ， $w=0.19\text{mm}$ ， $n=3$ ， $x_n=10$ ，把这些数据代入式 (2.1-84)，则 $\Delta w=\pm0.3\mu\text{m}$ ，相对误差为 $\Delta w/w=\pm1.6\times10^{-3}$ 。实际测量中包括环境的一些误差，衍射计量可达到的精度约为 $\pm0.5\mu\text{m}$ 。

(3) 最大量程

将式 (2.1-81) 改写为

$$x_n = nR\lambda / w$$

(2.1-85)

对式 (2.1-85) 微分，则

$$dx_n = -\frac{nR\lambda}{w^2} dw$$

(2.1-86)

由式 (2.1-85) 及式 (2.1-86)，设 $R=1000\text{mm}$ ， $n=4$ ， $\lambda=0.63\mu\text{m}$ ，可以计算得到表 2-1。此表说明：

- (1) 缝宽 w 越小，衍射效应越显著，光学放大比越大。
- (2) 缝宽 w 变小，衍射条纹拉开，光强分布减弱。由于 w 很小，原先进入狭缝的能量就少，现在散布范围变大，因此使光能变得非常弱，造成高级次条纹无法测量。
- (3) 缝宽 w 大，条纹密集，测量灵敏度低，实际上 $w\geq0.5\text{mm}$ ，就失去了应用意义。

表 2-1 缝宽与条纹位置、灵敏度的关系

缝宽 w/mm	灵敏度 $\frac{dx_n}{dw}$ / 放大倍数	条纹中心位置 x_n/mm ($n=4$)	条纹图示 $n=4$
0.01	-25000	250	
0.1	-250	25	
0.5	-10	5	
1	-2.5	2.5	

衍射计量的最大量程是 0.5mm，绝对测量的量程是 0.01~0.5mm。因此，衍射计量主要用于小量程的高精度测量。

2.2 微光学中的光衍射理论

微光学是研究尺寸在微米级(几微米到几百微米)的光学功能器件(微透镜、微棱镜、微反射镜)、光学表面微结构及其阵列的光学特性及成像方法的学科。在现代激光检测计量技术中，微光学器件和系统应用越来越广泛，也越来越重要。

在微光学理论中，主要涉及尺寸在微米量级的器件及尺寸在亚微米量级的表面微结构，由于器件尺寸接近入射波长或小于入射波长，光进入衍射区，所以在衍射技术中，将微光学器件及系统的衍射研究方法进行单独探讨。

微光学的理论涉及三个理论领域：

- (1) 标量理论领域——二维模型，是复振幅的强度模型，适用于设计结构周期尺寸 $d\geq10\lambda$ 的微光学器件；
- (2) 矢量理论领域——三维模型，是严格模型，适用于设计结构周期尺寸 $d\approx\lambda$ 的微光学器件；

(3) 等效折射领域——近似模型，适用于设计结构周期尺寸 $d \leq \lambda/10$ 的微光学器件。

2.2.1 标量衍射理论

光计算的数学基础是电磁场理论。计算电磁波状态所使用的是麦克斯韦方程。如果电磁场矢量的每一个坐标分量都随时间 t 以相同的频率 ω 做简谐变化，则称这类电磁场为时谐电场。任何复杂变化的场都可以用傅里叶积分的方法分解成许多个简谐变化的场的叠加，对时谐电场的麦克斯韦方程进行处理，可以得到时谐电场下的定态波方程，即为 Helmholtz 方程式

$$\nabla^2 \mathbf{E}(r) = K^2 \mathbf{E}(r) = 0 \quad \nabla^2 \mathbf{H}(r) = K^2 \mathbf{H}(r) = 0 \quad (2.2-1)$$

其中， $K = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 。利用 Helmholtz 方程可以对常规光学表面传输波进行严格的计算。对于微光学来说，主要的变化是光进入共振区(衍射区)时必须考虑光的衍射。因此在麦克斯韦方程的基础上再考虑微结构的衍射理论，就构成了微光学理论。

当衍射光学元件的衍射特征尺寸大于光波波长时，采用标量衍射理论分析衍射光场分布具有足够的精度。常见的标量衍射分析方法有基尔霍夫衍射理论、波场角谱理论和瑞利-索末菲衍射理论。

1. 基尔霍夫衍射分析

对于这一问题，菲涅耳在惠更斯次波概念的基础上，提出了次波相干叠加原理，认为波前的每一个面元可以看作向四周发射次波的次波源，波场空间中任一位置的波场分布是所有次波源的相干叠加，如图 2-39 所示， P 点的场分布为

$$\tilde{U}(P) = \iint_{\Sigma} d\tilde{U}(P) = K \iint_{\Sigma} f(\theta_0, \theta) \tilde{U}_0(Q) \frac{e^{ikr}}{r} dS \quad (2.2-2)$$

式中， $d\tilde{U}(P) \propto dS$ ， dS 表示波前上作为次波源的微分面元； $\tilde{U}_0(Q)$ 为次波源自身的复振幅； $\frac{\exp(ikr)}{r}$ 表示次波源发射球面波到达场点； $f(\theta_0, \theta)$ 为倾斜因子，表明次波元的发射并非各向同性。

基尔霍夫从定态波场的 Helmholtz 方程式 (2.2-1) 出发，利用矢量场论中的格林 (Green) 公式，在 $kr \gg 1$ ，即 $r \gg \lambda$ 的条件下，导出无源空间边界定解的表达式

$$\tilde{U}(P) = \frac{-i}{2\lambda} \iint_{\Sigma} \tilde{U}_0(Q) [\cos(n, R) - \cos(n, r)] \frac{e^{ikr}}{r} dS \quad (2.2-3)$$

与菲涅耳衍射积分式 (2.2-2) 相比较，两者主体结构相同，基尔霍夫衍射积分式明确了倾斜因子，给出了比例系数 $K = -i/\lambda = \exp\left(\frac{-i\pi}{2}\right)/\lambda$ ，指出波前面 Σ 并不一定是等相面，凡是隔离点光源与场点的任意闭合面都可以作为衍射积分式中的积分面，这对于求解实际的衍射场分布具有重要的意义。

从理论上来看，基尔霍夫衍射积分式相对于菲涅耳衍射积分式更能准确地表述衍射场的传播。基尔霍夫边界条件假设的主要内容是合理和正确的，但根据严格的电磁场理论来看则存在不自恰和不严格之处。比如：衍射结构通光孔径外的光场为零，但杂散光一旦进入光孔就有了光场，这种场的突变不满足电磁场的边值关系；不论屏障材料是金属还是介质，都会影响光孔面上的光场分布，此时的光场不再是无屏障时的自由光场；无穷远处的波前函数趋于零，但其积分面为无穷大，不能肯定积分结果对场点的贡献为零。严格的光波衍射理论应当是高频电磁场的矢量波衍射理论。严格理论下的边界情况与基尔霍夫边界条件给出的场分布的显著差别，

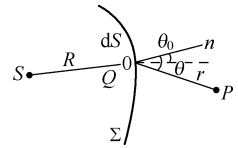


图 2-39 惠更斯-菲涅耳衍射积分

在于基尔霍夫边界条件仅局限于光孔边缘临近区域和波长量级的范围内。由于光波长往往远小于光孔尺寸，故采用基尔霍夫边界条件计算远处 $r \gg \lambda$ 区域的衍射场，与实际情况的偏差不大，有实际意义。

2. 平面波角谱分析

波场的角谱表示法就是对光传播空间中任一平面上的光场分布通过傅里叶变换进行平面波分解，将各个傅里叶分量看作沿不同方向传播的平面波，在任一其他点上的复振幅是经过相移后的平面波之和。

将沿 z 轴正向传播的波在 xOy 平面上的光场分布用 $U(x, y, z)$ 表示，其傅里叶变换定义为

$$U(u, v, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z) \exp[-i2\pi(ux + vy)] dx dy \quad (2.2-4)$$

$$\text{逆变换为} \quad U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(u, v, z) \exp[i2\pi(ux + vy)] du dv \quad (2.2-5)$$

其中， $U(u, v, z)$ 称为光场分布 $U(x, y, z)$ 的角谱。

在 xOy 平面内，Helmholtz 方程的傅里叶变换为

$$\frac{d^2}{dz^2} U(u, v, z) + (2\pi\beta)^2 U(u, v, z) = 0 \quad (2.2-6)$$

其中， β 为传播因子，可表示为

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 - u^2 - v^2} \quad (2.2-7)$$

为了简单起见，忽略定态波中与时间相关的相位 $\exp(-i\omega t)$ ，二次微分方程式 (2.2-6) 的通解为

$$\tilde{U}(u, v, z) = T(u, v) \exp i(2\pi\beta z) + R(u, v) \exp - (i2\pi\beta z) \quad (2.2-8)$$

由此，Helmholtz 方程的解可以通过傅里叶逆变换求得

$$\tilde{U}(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} T(u, v) \exp[i2\pi(ux + vy + \beta z)] du dv + \iint_{-\infty}^{\infty} R(u, v) \exp[i2\pi(ux + vy + \beta z)] du dv \quad (2.2-9)$$

式 (2.2-9) 称为光波的平面波分解公式，其中含有 $T(u, v)$ 的项表示沿着 z 轴正方向传播的波，含有 $R(u, v)$ 的项表示沿着 z 轴负方向传播的波。随着 $u^2 + v^2$ 的数值变化，传播因子 β 既可以是实数也可以是虚数，实数传播因子表示光波的各角谱分量传播只发生相位改变，虚数传播因子表示波动分量随传播按指数衰减，称为倏逝波。

假设所有光源只存在于 $z < 0$ 的半空间，只考虑 $z \geq 0$ 的半空间中光波传播问题，因为按指数衰减并向后传播的波没有物理意义，即令 $R(u, v) = 0$ 。如果把 $z = 0$ 作为参考平面，则该平面上的复振幅分布为 $\tilde{U}(x, y, 0)$ ，其角谱表示为

$$T(u, v) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y, 0) \exp[-i2\pi(ux + vy)] dx dy \quad (2.2-10)$$

传播空间中坐标为 (x, y, z) 的任一点 P 处的光场分布为

$$\tilde{U}(u, v, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} T(u, v) \exp[i2\pi(ux + vy + \beta z)] du dv \quad (2.2-11)$$

式 (2.2-10) 与式 (2.2-11) 所描述的就是场传播问题的角谱表示法， $T(u, v)$ 称作 $z = 0$ 平面场的复角谱。因为没有采用任何近似，所以角谱表示法能够完全体现标量理论的思想，并且通过 FFT 及其逆变换，可以利用数值计算方法对式 (2.2-10) 和式 (2.2-11) 进行有效求解。

以上角谱表示法用公式表示标量场，它也可以推广到电磁矢量场，只要分别应用式 (2.2-10) 和式 (2.2-11) 表示电场分量 E_x 与 E_y ，则 E_z 与磁场 H 就可以通过麦克斯韦方程求解。

3. 瑞利-索末菲 (Rayleigh-Sommerfeld) 衍射分析

通过微小的符号改变, 由式 (2.2-10) 和式 (2.2-11) 表示的平面波角谱表示法可以改写为

$$U(u, v, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} T(p, q) \exp[ik(px + qy + mz)] dp dq \quad (2.2-12)$$

$$T(p, q) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} U(x', y', 0) \exp[-ik(px' + qy')] dx' dy' \quad (2.2-13)$$

$$\text{式中} \quad p = \lambda u, q = \lambda v, m^2 = 1 - (p^2 + q^2) \quad (2.2-14)$$

将式 (2.2-13) 带入式 (2.2-12) 可得

$$U(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x', y') G(x - x', y - y', z) dx' dy' \quad (2.2-15)$$

$$\text{式中} \quad G(x - x', y - y', z) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\{ik[p(x - x') + q(y - y') + mz]\} dp dq \quad (2.2-16)$$

式 (2.2-16) 是用于解决光波传播问题的格林 (Green) 方程。如果用 r 表示 (x, y) , r' 表示 (x', y') , 使用球面波 Weyl 表示法可以得到

$$\frac{\exp(ik|r - r'|)}{|r - r'|} = \frac{ik}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{m} \exp\{ik[p(x - x') + q(y - y') + mz]\} dp dq \quad (2.2-17)$$

则 Green 方程式 (2.2-16) 可以写为

$$G(x - x', y - y', z) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{R} \exp(ikR) \right] \quad (2.2-18)$$

$$\text{其中} \quad R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2} \quad (2.2-19)$$

这样, Green 方程可以写为

$$G(x - x', y - y', z) = -\frac{1}{2\pi} \left(ik - \frac{1}{R} \right) \frac{z}{R^2} \exp(ikR) \quad (2.2-20)$$

将其带入式 (2.2-15), 得到

$$U(x, y, z) = -\frac{z}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x', y', 0) \left(ik - \frac{1}{R} \right) \frac{1}{R^2} \exp(ikR) dx' dy' \quad (2.2-21)$$

这就是瑞利-索末菲衍射公式。这种传播方法同样是标量领域的一个精确方法, 但是当传播距离 $z=0$ 时, 它存在一个奇点。因此应用瑞利-索末菲衍射方程分析非常短的传播距离的衍射可能导致数值的不稳定。角谱表示法并不是唯一的一种用来推导瑞利-索末菲衍射方程的方法, 用惠更斯原理推导也可以得到相同的结果。

上面的理论分析, 以及大量实验结果表明: 当光波波长相对衍射特征尺寸小得多时, 基尔霍夫理论与实验结果符合得很好, 完全适用于处理实际应用中所遇到的大多数问题。但基尔霍夫理论本身存在着一些内在的不自恰性, 如基尔霍夫理论的基础即基尔霍夫边界条件同时对场强及场强的法向导数施加边界限制。在衍射孔内, 有

$$\begin{cases} U = U_i \\ \frac{\partial U}{\partial n} = \frac{\partial U_i}{\partial n} \end{cases} \quad (2.2-22)$$

而在衍射孔外, 则有

$$\begin{cases} U = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial n} = 0 \end{cases} \quad (2.2-23)$$

根据势论中的一个熟知定理: 如果一个二维势函数及其法向导数沿任一有限曲线段同时为

零, 则该势函数必定在整个平面上为零; 如果三维波动方程的一个解在任一有限面元上为零, 则必定在全空间为零。因此基尔霍夫边界条件在衍射边界发生突变时, 不满足电磁场理论的边值关系, 与已知的物理事实矛盾。并且当场点趋近衍射孔时, 基尔霍夫衍射公式不能重新给出所设定的边界条件。另外, 运用基尔霍夫衍射公式时需要已知 $\partial U/\partial z$ 的值, 这增加了应用的难度; 而瑞利-索末菲理论中未对 $\partial U/\partial z$ 施加边界条件, 在应用中不需要知道 $\partial U/\partial z$ 的值, 消除了边值关系的不自恰性, 使用更加方便。有关文献对孔径衍射的基尔霍夫理论和瑞利-索末菲理论进行了比较, 表明当入射波为平面波或球面波时, 两者的差别为一边界波(以孔径边界各点为源的波); 当孔径尺寸比波长大得多时, 边界波的值在边界上高速振荡, 平均周期为波长, 对远场分布的净影响很小, 因而在中等衍射角范围内, 两种理论分析得到的远场分布基本相同。

角谱表示法与瑞利-索末菲衍射方法在数值精度内能够给出相同的结果。平面波角谱法是将波场按平面波展开, 而瑞利-索末菲理论是将波场按球面波展开。两种理论对边界条件有同样的要求, 但在数学运算上, 角谱法是指数因子, 瑞利-索末菲理论是格林函数, 相对于角谱法要复杂些。FFT 算法可以应用在这两种方法中来加速计算时间。应用角谱表示法, 需要计算一次 FFT 与一次逆 FFT, 瑞利-索末菲衍射方法则需要计算两次 FFT 与一次逆 FFT, 表面上看来要比角谱表示法稍微增加一些计算时间, 其相对于角谱表示法在运算速度上没有任何优点。但事实并非如此, 采用哪种方法计算速度更快取决于这种算法的数值计算执行过程, 因为衍射空间的光强分布与采样点的数量密切相关, 具体情况比较复杂, 在应用中存在各种各样的可能性, 因此这两种方法的比较是非常繁杂的。

最后还要指出, 上述的场并不一定要位于 $z=\text{const}$ 的平面, 位于倾斜平面, 或更复杂的表面, 或沿着 z 轴的场都可能需要考虑, 这时采用瑞利-索末菲衍射方法会比角谱表示法更方便进行数值计算以分析光场的分布。

4. 标量衍射模型

如图 2-40 所示的光学曲面微结构 S 上一点 P , 当曲面厚度无限小时, 设 $\tilde{U}_i(P)$ 为入射到 S 上一点 P 的复振幅; $\tilde{A}(P)$ 为微结构上 P 点的复振幅, 则 P 点射出的光场分布可写为

$$\tilde{U}_0(P) = \tilde{U}_i(P) \cdot \tilde{A}(P) \quad (2.2-24)$$

式 (2.2-24) 说明已知入射光 $\tilde{U}_i(P)$ 及 $\tilde{A}(P)$ 就可计算空间任一点的光场。已知使用要求 $\tilde{U}_0(P)$ 时如何确定 $\tilde{A}(P)$, 即如何由使用要求来计算微结构的参数。设微结构的轮廓高度为 $h(P)$, 基底 S 的折射率为 $n(\lambda)$, 则此微结构引入的光程差 OPD 为

$$OPD_\lambda(P) = [n(\lambda) - 1]h(P) \quad (2.2-25)$$

因为 $h(P)$ 的深度为微米量级, 可认为 $n(\lambda)=1$, 因此, $OPD_\lambda(P) \approx h(P)$, 故有

$$\tilde{A}_\lambda(P) = \exp\{i\varphi(P)\} = \left\{i \frac{2\pi}{\lambda} OPD_\lambda(P)\right\} \quad (2.2-26)$$

式中, $\varphi(P)$ 是微结构的相位分布。

用中心波长(设计波长) λ_0 表示, 则上式可写为

$$\tilde{A}_\lambda(P) \approx \exp\left\{i \frac{\lambda_0}{\lambda} \varphi_{\lambda_0}(P)\right\} \quad (2.2-27)$$

光程差 OPD 分布或相位分布 $\varphi(P)$ 一般可用多项式来拟合, 对二维模型(即复振幅强度模型), 用 n 阶多项式表示成

$$\varphi_n(x, y) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=0}^i A_{i,j} x^{i-j} y^j \quad (2.2-28)$$

式中, $A_{i,j}$ 为多项式系数。

因此, 当设计要求为 $\varphi(x, y)$ 时, 由式(2.2-28)就可确定 $A_{i,j}$ 。一般 $n \geq 10$ 就可优化拟合到足够的精确。下面再进一步作深入展开。

图 2-41 所示为一个由三部分组成的典型的衍射系统, 以衍射光学元件为界。这与图 2-40 仍相对应, 设 I 为光波入射空间, 入射光波通常为平面或球面简谐波, 等幅面与等相面重合, 属于均匀波; 衍射光学元件 II 为光透射空间, 入射光波振幅或相位受到衍射微结构调制, 使得光波波前发生改变; III 为衍射空间, 透射光波在该空间传播形成光强起伏的衍射图样, 衍射光波等幅面与等相面一般不重合, 为非均匀波。

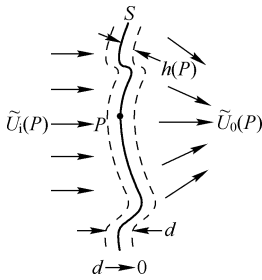


图 2-40 标量衍射模型

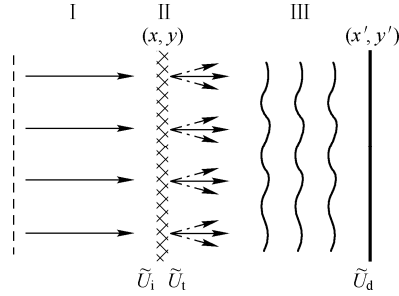


图 2-41 典型的衍射系统

在衍射系统分析中, 人们关注三个场分布: 入射场 \tilde{U}_i 是照明光波到达衍射光学元件的波前函数; 透射出射场 \tilde{U}_t (在分析反射型衍射光学元件时为反射出射场) 是衍射空间的波前函数, 它决定了整个衍射空间的光场分布; 而衍射场 \tilde{U}_d 是纵向特定位置的波前函数。整个衍射系统贯穿着波前变换, 可以归类为两种情形: 一是光在自由空间中的传播; 二是光波前受衍射光学元件调制透射。采用标量衍射模型时, 衍射光学元件可用上述基底曲面方程和其本身的复振幅透过率函数来描述 (见式(2.2-28)), 曲面前的光场分布乘上衍射光学元件的复振幅透过率就得到了曲面后的光场分布。由一个波前导出前方任意处的另一个波前, 这是衍射问题的基本思路, 亦即波传播问题的基本思路。或者反过来说, 衍射光学元件的复振幅透过率函数定义为透射波前函数 $\tilde{U}_t(x, y)$ 与入射波前函数 $\tilde{U}_i(x, y)$ 的比, 即

$$\tilde{t}(x, y) = \tilde{U}_t(x, y) / \tilde{U}_i(x, y) = t(x, y) \cdot e^{i\varphi(x, y)} \quad (2.2-29)$$

通常衍射光学元件有相位型、振幅型和相幅型三种类型。现在设衍射光学元件为相位型, 即 t 为常数, 仅有相位函数 $\varphi(x, y)$, 这种衍射光学元件无吸收, 衍射效率高, 也易于加工。相位型衍射光学元件的复振幅透过率函数可以简化为

$$\tilde{t}_p(x, y) = \exp[i\varphi(x, y)] \quad (2.2-30)$$

如何描述衍射光学元件的复振幅相位分布是标量理论的关键。定义衍射光学元件的复折射率为

$$\tilde{n}(x, y, z) = n(x, y, z) + ik(x, y, z) \quad (2.2-31)$$

式中, $n(x, y, z)$ 是折射率, $k(x, y, z)$ 是介质的吸收系数。则衍射光学元件的复振幅透过率函数为

$$\begin{aligned} \tilde{t}(x, y) &= \exp[ik_0 \cdot \int \hat{n}(x, y, z) dz] \\ &= \exp[ik_0 \cdot \int n(x, y, z) dz] \cdot \exp\left[-k_0 \cdot \int k(x, y, z) dz\right] \end{aligned} \quad (2.2-32)$$

对不透明区域 ($k \rightarrow \infty$) 和无吸收完全透明区域 ($k=0$), 即

$$\tilde{t}_p(x, y) = \exp \left[i k_0 \cdot \int n(x, y, z) dz \right] \quad (2.2-33)$$

$$\text{设} \quad \varphi(x, y) = k_0 \cdot \int n(x, y, z) dz \quad (2.2-34)$$

则称 $\varphi(x, y)$ 为衍射光学元件 (DOE) 的相位分布函数。

对于介于 0 与 H 之间的单层衍射光学元件 (H 为单层厚度), 其复折射率分布可以表示为

$$\hat{n}(x, y) = \begin{cases} n_1, & 0 \leq z \leq h(x, y) \\ n_2, & h(x, y) < z \leq H \end{cases} \quad (2.2-35)$$

其中, $h(x, y)$ 是衍射光学元件微结构表面高度分布函数, 其相位分布函数为

$$\varphi(x, y) = k_0 n_1 h(x, y) + k_0 n_2 [H - h(x, y)] = k_2 n_2 H + k_0 (n_1 - n_2) h(x, y) \quad (2.2-36)$$

在多数情况下, 只有波前相位对改变时起作用, 因此常数项 $k_0 n_2 H$ 可以忽略。

同样, 对于厚度为 H 的多层衍射光学元件, 需要通过构成它的多层界面高度函数 $h_i(x, y)$ 来描述。

$$\hat{n}(x, y, z) = \begin{cases} n_1, & 0 \leq z \leq h_1(x, y) \\ n_2, & h_1(x, y) < z \leq h_2(x, y) \\ \dots\dots\dots \\ n_n, & h_{n-1}(x, y) < z \leq h_n(x, y) \end{cases} \quad (2.2-37)$$

则相位分布函数为

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) &= k_0 n_1 h_1(x, y) + k_0 n_2 [h_2(x, y) - h_1(x, y)] + \dots + k_0 n_n [H - h_{n-1}(x, y)] \\ &= k_0 n_n H + k_0 (n_1 - n_2) h_1(x, y) + \dots + k_0 (n_{n-1} - n_n) h_{n-1}(x, y) \end{aligned} \quad (2.2-38)$$

而对于曲面基底的衍射光学元件, 可以通过相位叠加来描述。如薄透镜球面基底上制作的衍射光学元件, 其相位分布函数为

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) &= \varphi_L + \varphi_D \\ &= k_0 \frac{n_1 - n_n}{2R} (x^2 + y^2) + k_0 n_n H + k_0 (n_1 - n_2) h_1(x, y) + \dots + k_0 (n_{n-1} - n_n) h_{n-1}(x, y) \end{aligned} \quad (2.2-39)$$

按照标量理论, 相位分布函数 $\varphi(x, y)$ 中相位 2π 的整数倍可以被增加或减去, 而不改变对光波的调制作用, 这使得相位函数可以压缩在 0 到 $2m\pi$ 之间, 则式 (2.2-34) 表述的任意相位分布函数可以通过制作表面微结构的方式来实现相位压缩, 即

$$T_K(\varphi) = \left[\varphi - \text{int} \left(\frac{\varphi}{2m\pi} \right) \cdot 2m\pi \right] \cdot q \quad (2.2-40)$$

其中, $\text{int}(x)$ 是取整函数; q 为深度比例因子, 当 $q \neq 1$ 时, 表示存在加工误差或设计波长与使用波长的偏差; m 为大于 1 的整数。采用 N 台阶二元量化方法得到二元光学元件的相位分布函数为

$$T_B(\varphi) = \text{int} \left(\frac{N\varphi}{2m\pi} \right) \frac{2m\pi}{N} q \quad (2.2-41)$$

图 2-42 所示为上述两种相位压缩方法的原理示意图。

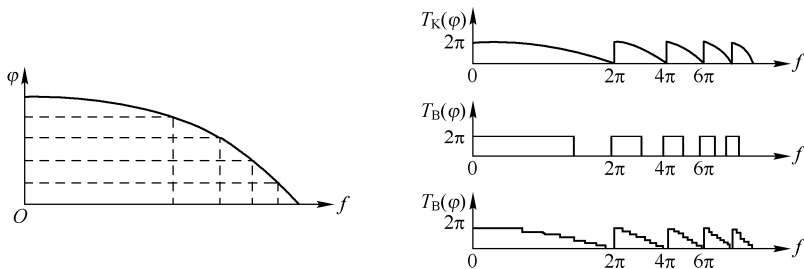


图 2-42 2π 连续相位压缩与 2 台阶和 8 台阶相位量化方法

2.2.2 矢量衍射理论

1. 发展概况

当衍射光学元件的特征尺寸要求逐渐减小到波长或亚波长量级时,采用标量理论分析与设计衍射光学元件已经不能达到足够的精度要求,必须采用严格矢量衍射理论来精确求解带有边界条件的麦克斯韦方程,以此来分析光学衍射。首先发展的是光栅严格衍射理论,其发展大致分为三个阶段。20 世纪 60 年代初期到 70 年代末期为第一阶段。光栅电磁理论在这段时间被建立起来,并形成两种最基础的光栅严格数值方法,即积分方法与微分方法。第二阶段是从 70 年代末期至 90 年代初期。这一阶段产生了一些新的数学方法,并且这些方法在应用领域不断得到扩展。最后一个阶段是从 90 年代初期到现在。这一阶段的研究重点主要集中在如何提高现有方法的数值稳定性与收敛速度上。

由于衍射问题十分复杂,无法得到完备的解析值,通常采用数值方法进行分析与求解。到目前为止已经发展出许多数值分析方法,这些分析方法可以分为两类:积分法与微分法,其中积分法主要包括有限元法(Finite Element Method, FEM)与边界元法(Boundary Element Method, BEM);微分法包括严格耦合波法(Rigorous Coupled Wave Analysis, RCWA)、模态法(Modal Approach, MA)和时域有限差分法(Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD)等。

边界元法采用波动方程的积分形式表述衍射光学元件界面而非全部求解空间上的采样点的场及其法向导数,并且确定了表面场分布,从而可以推导出空间任意位置的衍射场分布。它不受周期有限孔径结构的限制,适合分析各种有限孔径非周期结构或无限孔径周期结构的衍射光学元件,可得到非常精确的结果,具有较好的收敛性。采用边界元法分析衍射光学元件的理论前提是衍射光学元件是局部均匀且各向同性的介质。应用边界元法需要非常复杂的数值计算,并且计算量非常大,给应用带来不便。

模态法是将电磁场在相位调制区按照特征模式进行展开,给出的是各电磁场模式系数,应用较多的是 BKK 方法。这种方法首先由 Burckhardt 在 1966 年提出,用于分析正弦介质光栅;之后 Kaspar 在 1973 年将这种方法扩展到复介电常数的光栅分析;1978 年 Knop 又应用它分析了更为实用的矩形结构光栅。因此这一分析方法被称为 BKK 法。根据其分析方法又被称为一维微分法矢量衍射理论。在这之后, Jari Turunen 等人又将 BKK 法加以扩展,使之适于分析多台阶型结构光栅,以及其他各种结构的光栅,使得这种算法更加具有实用价值。BKK 方法计算效率高、数值稳定性好,也更容易实现。但它以模态方法表述电磁场,不能直观地体现衍射效率,而衍射效率是评价衍射光学元件的一个重要指标,因此分析不同衍射级次衍射效率还需进行额外的计算,从而增加了计算量。

严格耦合波法同样假设衍射光学元件为无限周期结构,将电磁场在相位调制区按衍射级次展开成一系列已知特征函数的平面波分量,每个分量的振幅是周期结构参数的函数。通过求解相位调制区的耦合波微分方程组可确定各个衍射级次的振幅,可以有效地分析全息光栅和表面浮雕光栅结构。相对而言,耦合波法涉及的数学理论较为简单,给出的是可观察的各衍射级次的系数,是解析理论的标准形式。即使不采用衍射光学元件相位结构的厚度,也能够确定给定像平面上的光场分布。

Magnusson 和 Gaylord 在理论上证明了耦合波法和模态法完全严格的形式是等价的。这两种方法不包含任何近似,可以精确地分析周期性、离散面形结构衍射光学元件的特性。它们都是基于光栅介质介电常数的傅里叶扩展多项式,但光栅介质内部电场的扩展多项式表述不同。

在 RCWA 中, 光栅介质的场分布函数展开为周期结构中场的空间谐波分量的多项式。光栅中的空间谐波被相位匹配到光栅外部的各个衍射级次上。单独的一个空间谐波场并不能满足矢量波动方程, 但是所有空间谐波的总和能满足波动方程。在模态法中, 光栅介质中的场展开为关于周期介质所允许存在的模的多项式。场可以表示为光栅区域中的波导模式。所有的电场表示为所有可能存在的模式的加权总和。与 RCWA 相比, 每个模式自身都满足波动方程, 每个模式都是由一组无穷多个空间谐波组成的。而对于有限口径非周期结构型衍射光学元件, 则需要采用时域有限差分方法来进行计算与分析。

时域有限差分方法 FDTD 是目前用于分析电磁场传播与衍射问题的最广泛的数值计算方法之一, 特别适于分析有限孔径非周期结构衍射光学元件。FDTD 法最早是由 K.S.Yee 在 1966 年提出的, 它直接将微分形式的麦克斯韦方程组的时域场旋度方程在 Yee 氏网格空间中进行离散化, 得到场分量的有限差分方程, 每个网格点上的 E 分量(或 H 分量)只和相邻网格点上的 H 分量(或 E 分量)以及该点在前一时刻的场值有关, 通过类似蛙跳式(leap-frog)的采样方式由前一时刻的 H 、 E 值得到当前时刻的 E 、 H 值, 并在每一时刻计算空间所有网格点的电场和磁场分量, 得到整个空间域中随时间变化的 E 、 H 分量的数值解, 直接模拟出电磁场的传播及与物体的相互作用过程。选取合适的电磁场初始值和计算空间的边界条件, 即可得到包括时间空间变量的麦克斯韦方程的数值解, 通过傅里叶变换可进一步求得空间内的频域解。近些年来, 时域有限差分法发展得十分迅速, 在分析介质非均匀性、各向异性、色散特性、增益性和非线性问题中得到了广泛的应用。

以上简要介绍了常用的矢量衍射理论, 下面以严格耦合波法(RCW)与时域有限差分法(FDTD)为例, 考察衍射光学元件矢量理论的有效性。

2. 严格耦合波理论

严格耦合波法(Rigorous Coupled Wave, RCW)最早产生于 20 世纪 80 年代, 用于分析正弦光栅, 并在以后的发展中不断得到完善与补充。Yokomori 和 Farn 分别分析了光栅深度、光栅周期等因素对衍射效率的影响。1995 年, Moharam 和 Gaylord 提出了更加稳定的矩阵计算公式后, 严格耦合波理论得到了快速发展。同年 Song Peng 提出了非平板光栅严格耦合波理论计算中特征值计算的新方法, 时间大约减少到原来的 $1/8 \sim 1/32$ 。Lalanne 对严格耦合波理论的收敛性进行了研究, 提出了改进公式, 只需保留 20 个衍射级次计算的结果, 优于原来公式保留 400 个衍射级次的结果。此后严格耦合波理论逐渐由理论分析走向实际设计。

严格耦合波法分析不需要迭代过程, 在保证数值稳定性的前提下能够得到收敛的稳定解。其精确度主要取决于傅里叶级数展开所保留的阶数, 并且始终满足能量守恒定律。相对于其他一些方法来说, 严格耦合波法分析能够通过较为直接的方法得到衍射问题的严格麦克斯韦方程的解。通常应用严格耦合波法分析衍射光学元件的推导过程由三个部分组成:

(1) 由麦克斯韦方程求得入射区域及透射区域电磁场的表达式, 可由 Rayleigh 展开式直接给出;

(2) 将光栅区域内的介电常数及电磁场用傅里叶级数展开, 并由麦克斯韦方程推导出耦合波方程组;

(3) 在不同区域边界面上运用电磁场边界条件, 通过一定的数学方法求得各级衍射波的振幅及衍射效率。

严格耦合波分析的公式推导主要基于麦克斯韦方程。这里先列出均匀空间中的麦克斯韦方程, 之后分别叙述不同情况下的 RCW 公式。

对于角频率为 ω 的时谐电磁场, 其指数形式的电场矢量与磁场矢量分别表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \end{cases} \quad (2.2-42)$$

则相应的麦克斯韦方程可以表示为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\varepsilon_0 \mathbf{E} \end{cases} \quad (2.2-43)$$

将式(2.2-42)表示的电场矢量与磁场矢量按直角坐标分量代入式(2.2-43)，展开后得到

$$\begin{cases} -i\omega\mu_0 H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ -i\omega\mu_0 H_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -i\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \\ i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{cases} \quad (2.2-44)$$

以一维单层周期矩形衍射光栅为例说明一维严格耦合波分析理论，然后再扩展到多层及二维的情况。单层周期矩形衍射光栅结构模型如图 2-43 所示。光栅由入射介质和光栅介质这两种均匀介质构成。光栅在 y 方向上均匀分布；在 x 方向上周期分布，周期为 Λ ，光栅介质占整个周期的比例称为占空比，其占空比为在 z 方向上把光栅区域划分成三个水平层，第一层为入射介质层 ($z \leq 0$)，第二层为光栅层 ($0 < z \leq h$)，光栅高度为 h ，第三层为光栅介质层 ($z > h$)。入射介质层和光栅介质层相对于光栅层可认为无穷厚，且入射介质层和光栅介质层的介电常数分别为 ε_I 与 ε_{III} 。光栅层由入射介质和光栅介质交替构成，介电常数具有周期性，即 $\varepsilon_{II}(x) = \varepsilon_{II}(x + \Lambda)$ ，可用傅里叶级数展开式表示。

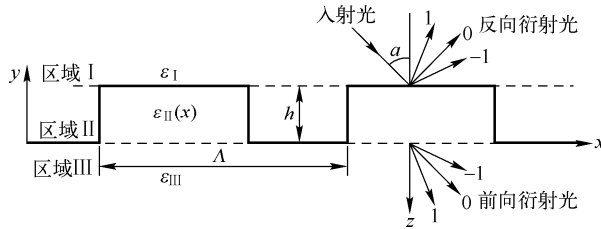


图 2-43 单层周期矩形衍射光栅结构模型

当入射光以 TE 模入射时，只需考虑 E_y 、 H_x 、 H_z 三个分量，因此麦克斯韦方程可简化为

$$\begin{cases} i\omega\mu_0 H_x = \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ i\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} \\ i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{cases} \quad (2.2-45)$$

在光栅区 ($0 < z \leq h$)，根据 Bloch 定理，电场分量 E_y 和磁场分量 H_x 可以表示成空间谐波

的傅里叶级数展开, 即

$$\begin{cases} E_y = \sum_m V_{ym}(z) \exp(-ik_{xm}x) \\ H_x = -i \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \sum_m U_{xm}(z) \exp(-ik_{xm}x) \end{cases} \quad (2.2-46)$$

式中, V_{ym} 与 U_{xm} 分别为第 m 级电场空间谐波和磁场空间谐波的归一化振幅。把式 (2.2-46) 代入式 (2.2-45) 并消去 H_z , 整理后得到

$$\begin{cases} \frac{\partial V_{ym}}{\partial z} = k_0 U_{xm} \\ \frac{\partial U_{xm}}{\partial z} = \left(\frac{k_{xm}^2}{k_0} \right) V_{ym} - k_0 \sum_p \epsilon_{m-p} V_{yp} \end{cases} \quad (2.2-47)$$

式中 $k_{xm} = k_0 \left[n_1 \sin \alpha - m \left(\frac{\lambda_0}{A} \right) \right]$, $\epsilon_m = \frac{1}{A} \int_{-\frac{A}{2}}^{\frac{A}{2}} \epsilon(x) \exp\left(\frac{i2\pi mx}{A}\right) dx$

n_1 是区域 I 中介质的折射率; A 是光栅周期; α 是入射角。

为了便于求解, 令 $z' = k_0 z$, 然后将式 (2.2-47) 写成矩阵形式

$$\frac{\partial}{\partial z'} \begin{bmatrix} V_y \\ U_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{A} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_y \\ U_x \end{bmatrix} \quad (2.2-48)$$

或进一步简化为

$$\frac{\partial^2}{\partial z'^2} V_y = \mathbf{A} V_y \quad (2.2-49)$$

其中, $\mathbf{A} = \mathbf{K}_x^2 - \mathbf{E}$, \mathbf{E} 为由介电系数的空间谐频分量组成的二维矩阵, 其元素为 $E_{mn} = \epsilon_{m-n}$, \mathbf{K}_x 是对角矩阵, 对角线上的元素为 k_{xm}/k_0 , \mathbf{I} 为单位矩阵。 \mathbf{E} 、 \mathbf{K}_x 与 \mathbf{A} 都是 $n \times n$ 维矩阵, n 是计算时保留的谐波数。

通过计算矩阵 \mathbf{A} 的本征值和本征向量来求解耦合波方程式 (2.2-48), 光栅区的电场和磁场空间谐波振幅分布可以表示为

$$\begin{cases} V_{ym}(z) = \sum_n \omega_{mn} \{ c_n^+ \exp[-k_0 q_n z] + c_n^- \exp[k_0 q_n (z-h)] \} \\ U_{xm}(z) = \sum_n v_{mn} \{ -c_n^+ \exp[-k_0 q_n z] + c_n^- \exp[k_0 q_n (z-h)] \} \end{cases} \quad (2.2-50)$$

其中, ω_{mn} 是矩阵 \mathbf{A} 的特征向量矩阵 \mathbf{W} 的第 (m,n) 个元素, q_n 是矩阵 \mathbf{A} 特征值的正平方根; v_{mn} 是矩阵 $\mathbf{V} = \mathbf{W}\mathbf{Q}$ 的元素, 其中 \mathbf{Q} 为对角矩阵, 其对角线上的元素为 q_n , 系数 c_n^+ 与 c_n^- 是未知变量, 可以由边界条件确定。

在边界处电场分量与磁场分量连续, 可以计算得到衍射场的幅值 R_m 与 T_m , 以及系数 c_n^+ 与 c_n^- 。在入射边界 ($z=0$) 处, 边界条件可以表示为

$$\begin{cases} \delta_{m0} + R_m = \sum_n \omega_{mn} [c_n^+ + c_n^- \exp(-k_0 q_n h)] \\ i \left(n_1 \cos \theta \delta_{m0} - \frac{k_{1zn}}{k_0} R_m \right) = \sum_n \omega_{mn} [c_n^+ - c_n^- \exp(-k_0 q_n h)] \end{cases} \quad (2.2-51)$$

写成矩阵的形式为
$$\begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ i n_1 \cos \theta \delta_{m0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -i \mathbf{Y}_1 \end{bmatrix} \mathbf{R} = \begin{bmatrix} \mathbf{W} & \mathbf{W}\mathbf{X} \\ \mathbf{V} & -\mathbf{V}\mathbf{X} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{C}^+ \\ \mathbf{C}^- \end{bmatrix} \quad (2.2-52)$$

同样可以求出边界 ($z=d$) 处的边界条件为

$$\begin{cases} T_m = \sum_n \omega_{mn} [c_n^+ \exp(-k_0 q_n h) + c_n^-] \\ i \frac{k_{1zm}}{k_0} T_m = \sum_n \nu_{mn} [c_n^+ \exp(-k_0 q_n h) - c_n^-] \end{cases} \quad (2.2-53)$$

写成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} I \\ iY_{II} \end{bmatrix} T = \begin{bmatrix} WX & W \\ VX & -V \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C^+ \\ C^- \end{bmatrix} \quad (2.2-54)$$

其中, X 、 Y_I 与 Y_{II} 都是对角矩阵, 其对角线上的元素分别为 $\exp(-k_0 q_n h)$ 、 k_{1zm}/k_0 与 k_{1zm}/k_0 ; $k_{szm} = \sqrt{k_0^2 n_s^2 - k_{xm}^2}$ ($s=I, II$), 为了保证收敛, k_{szm} 取虚部为负的解; C^+ 与 C^- 分别表示由系数 c_n^+ 与 c_n^- 组成的列矩阵; $\delta_{m0} = \begin{cases} 1, & m=1 \\ 0, & m \neq 1 \end{cases}$ 。

求解式(2.2-52)与式(2.2-54)可以得到

$$\begin{bmatrix} -I & 0 & W & WX \\ iY_I & 0 & V & -VX \\ 0 & I & -W & -WX \\ 0 & iY_{II} & -VX & V \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R \\ T \\ C^+ \\ C^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ in_1 \cos \theta \delta_{m0} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.2-55)$$

式(2.2-55)是一个线性方程组, 可用很多种方法方便地求解。求出反射衍射系数 R 和透射衍射系数 T 之后, 各级衍射效率可以写成

$$\eta_{Rm} = |R_m|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{1zm}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right), \eta_{Tm} = |T_m|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{1zm}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right) \quad (2.2-56)$$

根据能量守恒定律, 无损耗介质光栅的透射与反射衍射效率之和为 1, 即

$$\sum_m (\eta_{Rm} + \eta_{Tm}) = 1 \quad (2.2-57)$$

式(2.2-57)可以作为用严格耦合波法分析衍射光学元件计算正确性的一个判断依据。

TM 模入射问题的推导过程与 TE 模十分相似, 只是所考虑的电场与磁场分量变为 H_y 、 E_x 、 E_z , 相应的麦克斯韦方程为

$$\begin{cases} -i\omega\mu_0 H_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x = \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{cases} \quad (2.2-58)$$

同样, 在光栅区 ($0 < z \leq h$), H_y 和 E_x 可以展开为空间谐波的傅里叶级数

$$\begin{cases} E_x = i \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \sum_m V_{xm}(z) \exp(-jk_{xm}x) \\ H_y = \sum_m U_{ym}(z) \exp(-ik_{xm}x) \end{cases} \quad (2.2-59)$$

其中, V_{xm} 与 U_{ym} 分别为第 m 级电场空间谐波和磁场空间谐波的归一化振幅。把式(2.2-59)代入式(2.2-58)并消去 E_z , 整理后得到

$$\begin{cases} \frac{\partial V_{xm}}{\partial z} = \frac{k_{xm}^2}{k_0} \sum_p \varepsilon_{p-m}^{-1} U_{yp} - U_{ym} \\ \frac{\partial U_{ym}}{\partial z} = k_0 \sum_p \varepsilon_{m-p} V_{xp} \end{cases} \quad (2.2-60)$$

$$\text{令 } z' = k_0 z \text{ 可得} \quad \begin{cases} \frac{\partial V_{xm}}{\partial z'} = \left(\frac{k_{xm}}{k_0} \right)^2 \sum_p \varepsilon_{p-m}^{-1} U_{yp} - U_{ym} \\ \frac{\partial U_{ym}}{\partial z'} = \sum_p \varepsilon_{m-p} V_{xp} \end{cases} \quad (2.2-61)$$

$$\text{写成矩阵形式为} \quad \frac{\partial}{\partial z'} \begin{bmatrix} U_y \\ V_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{E} \\ \mathbf{B} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_y \\ V_x \end{bmatrix} \quad (2.2-62)$$

其中, $\mathbf{B} = \mathbf{K}_x \mathbf{E}^{-1} \mathbf{K}_x - \mathbf{I}$, \mathbf{E} 是介电系数谐频分量矩阵, \mathbf{K}_x 为对角矩阵。式 (2.2-62) 的解可以表示为

$$\begin{cases} U_{ym}(z) = \sum_n \omega_{mn} \{ c_n^+ \exp[-k_0 q_n z] + c_n^- \exp[k_0 q_n (z-h)] \} \\ V_{xm}(z) = \sum_n v_{mn} \{ -c_n^+ \exp[-k_0 q_n z] + c_n^- \exp[k_0 q_n (z-h)] \} \end{cases} \quad (2.2-63)$$

与 TE 模一样, 磁场分量与电场分量在边界 ($z=0$) 处连续, 即

$$\begin{cases} \delta_{m0} + R_m = \sum_n \omega_{mn} [c_n^+ + c_n^- \exp(-k_0 q_n h)] \\ i \left(\frac{\cos \theta}{n_1} \delta_{m0} - \frac{k_{1zn}}{k_0} R_m \right) = \sum_n v_{mn} [c_n^+ - c_n^- \exp(-k_0 q_n h)] \end{cases} \quad (2.2-64)$$

$$\text{写成矩阵形式为} \quad \begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ i \cos \theta \delta_{m0} / n_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -i \mathbf{Z}_1 \end{bmatrix} \mathbf{R} = \begin{bmatrix} \mathbf{W} & \mathbf{WX} \\ \mathbf{V} & -\mathbf{VX} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{C}^+ \\ \mathbf{C}^- \end{bmatrix} \quad (2.2-65)$$

同样, 在边界 ($z=h$) 处, 即为

$$\begin{cases} T_m = \sum_n \omega_{mn} [c_n^+ \exp(-k_0 q_n h) + c_n^-] \\ i \frac{k_{1zn}}{k_0 n_1^2} = \sum_n v_{mn} [c_n^+ \exp(-k_0 q_n h) - c_n^-] \end{cases} \quad (2.2-66)$$

$$\text{写成矩阵形式为} \quad \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ i \mathbf{Z}_{11} \end{bmatrix} \mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{WX} & \mathbf{W} \\ \mathbf{VX} & -\mathbf{V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{C}^+ \\ \mathbf{C}^- \end{bmatrix} \quad (2.2-67)$$

其中, \mathbf{X} 、 \mathbf{Z}_1 与 \mathbf{Z}_{11} 分别表示对角线上元素为 $\exp(-k_0 q_n h)$ 、 $\frac{k_{1zn}}{k_0 n_1^2}$ 、 $\frac{k_{1zn}}{k_0 n_1^2}$ 的对角矩阵。将式

(2.2-65) 与式 (2.2-67) 联立, 得到

$$\begin{bmatrix} -\mathbf{I} & 0 & \mathbf{W} & \mathbf{WX} \\ i \mathbf{Z}_1 & 0 & \mathbf{V} & -\mathbf{VX} \\ 0 & -\mathbf{I} & \mathbf{WX} & \mathbf{W} \\ 0 & -i \mathbf{Z}_{11} & \mathbf{VX} & -\mathbf{V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{R} \\ \mathbf{T} \\ \mathbf{C}^+ \\ \mathbf{C}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ i \cos \theta \delta_{m0} / n_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.2-68)$$

求解该线性方程组可得到反射衍射系数 \mathbf{R} 和透射衍射系数 \mathbf{T} 。各级衍射效率分别为

$$\eta_{Rm} = |R_m|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{1zm}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right), \quad \eta_{Tm} = |T_m|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{1zm}}{n_1^2} \right) \cdot \frac{n_1}{k_0 \cos \theta} \quad (2.2-69)$$

对于一维非矩形光栅, 可以通过沿平行光栅方向分割的多层一维矩形薄光栅近似, 所分层数越多, 近似程度越高。这些薄层矩形光栅周期相同, 占空比不同。利用严格耦合波法分析每一薄层中的电磁场, 考虑相邻两层之间的边界条件连续性, 可以得到衍射光各个衍射级次的复

振幅分布。采用这种分层近似方法的主要依据是，衍射光学元件的介电系数分布可以展开为傅里叶级数，将多维的散射问题降为一维问题。

这里以图 2-44 所示的多层台阶型衍射光栅为例说明应用严格耦合波法分析一维多层衍射光栅的问题。图中 Λ 为光栅周期， d_l 为第 l 层矩形光栅的高度， θ 为入射光线与光栅平面法线的夹角。同样可按照一维单层严格耦合波法的分析步骤分析每一层矩形光栅，得到各自的耦合波方程，然后求解。

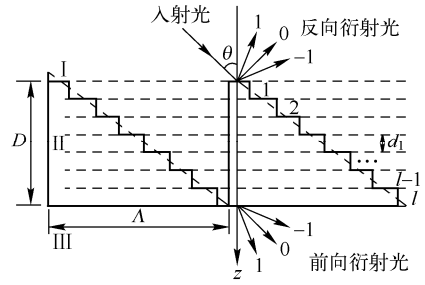


图 2-44 多层台阶型衍射光栅结构示意图

对于 TE 模，由 Rayleigh 展开得到区域 I 与 II 中的电场分布为

$$\begin{cases} E_I = \exp[-ik_0 n_l (x \sin \theta + z \cos \theta)] + \sum_m R_m \exp[-j(k_{xm} x - k_{lzm} z)] \\ E_{II} = \sum_m T_m \exp\{-i[k_{xm} x + k_{lzm} (z - h)]\} \end{cases} \quad (2.2-70)$$

根据麦克斯韦方程可以求得两个区域中的磁场分布为

$$\mathbf{H} = \frac{i}{\omega \mu} \nabla \times \mathbf{E} \quad (2.2-71)$$

第 l 层中 E_{ly} 与 H_{lx} 可以展开为空间谐波的傅里叶级数

$$\begin{cases} E_{ly} = \sum_m V_{lym}(z) \exp(-ik_{xm} x) \\ H_{lx} = -i \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \sum_m U_{lxm}(z) \exp(-ik_{xm} x) \end{cases} \quad (2.2-72)$$

E_{ly} 与 H_{lx} 满足麦克斯韦方程

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{ly}}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_{lx} \\ \frac{\partial H_{lx}}{\partial z} - \frac{\partial H_{lx}}{\partial x} = i\omega\epsilon_0 \epsilon(x) E_{ly} \end{cases} \quad (2.2-73)$$

写成矩阵形式为

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} V_{ly} \\ U_{lx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{A}_l & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{ly} \\ U_{lx} \end{bmatrix} \quad (2.2-74)$$

第 l 层薄矩形光栅的电场与磁场的空间谐波振幅可用其本征值与本征向量表示

$$\begin{cases} V_{lym}(z) = \sum_n \omega_{lmn} \{ c_{ln}^+ \exp[-k_0 q_{ln} (z + h_l - D)] + c_{ln}^- \exp[k_0 q_n (z - D)] \} \\ U_{lxm}(z) = \sum_n v_{lmn} \{ -c_{ln}^+ \exp[-k_0 q_{ln} (z + h_l - D)] + c_{ln}^- \exp[k_0 q_n (z - D)] \} \end{cases} \quad (2.2-75)$$

通过边界条件求解 R_m 与 T_m 。

$$\text{在入射边界}(z=0)\text{处} \quad \begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ in_l \cos \theta \delta_{m0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -iY_l \end{bmatrix} \mathbf{R} = \begin{bmatrix} W_l & W_l X_l \\ V_l & -V_l X_l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_l^+ \\ C_l^- \end{bmatrix} \quad (2.2-76)$$

在第 $l-1$ 层与 l 层矩形光栅边界 ($z=d_l$) 处

$$\begin{bmatrix} W_{l-1} X_{l-1} & W_{l-1} \\ V_{l-1} X_{l-1} & -V_{l-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{l-1}^+ \\ C_{l-1}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_l & W_l X_l \\ V_l & -V_l X_l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_l^+ \\ C_l^- \end{bmatrix} \quad (2.2-77)$$

$$\text{在投射边界}(z=D)\text{处} \quad \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ iY_{II} \end{bmatrix} \mathbf{T} = \begin{bmatrix} W_{II} X_{II} & W_{II} \\ V_{II} X_{II} & -V_{II} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{II}^+ \\ C_{II}^- \end{bmatrix} \quad (2.2-78)$$

由式 (2.2-76) ~ 式 (2.2-78) 可以得到

$$\begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ in_1 \cos \theta \delta_{m0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I \\ -iY_I \end{bmatrix} R = \prod_{l=1}^L \begin{bmatrix} W_l & W_l X_l \\ V_l & -V_l X_l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_l X_l & W_l \\ V_l X_l & -V_l \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} I \\ iY_{II} \end{bmatrix} T \quad (2.2-79)$$

若直接求解方程式 (2.2-76) ~ 式 (2.2-77)，虽数值稳定但计算效率很低，采用式 (2.2-79) 表述的透射矩阵方法可以提高计算速度，但数值计算存在不稳定性。解决这一矛盾的办法通常有 R 矩阵算法和反射透射系数矩阵算法，这里不再详细介绍，请参考相关文献。

同样，对于 TM 模入射情况，可以根据上面的推导得到相应的结果

$$\begin{bmatrix} \delta_{m0} \\ \frac{i \cos \theta \delta_{m0}}{n_1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I \\ -iZ_I \end{bmatrix} R = \prod_{l=1}^L \begin{bmatrix} W_l & W_l X_l \\ V_l & -V_l X_l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_l X_l & W_l \\ V_l X_l & -V_l \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} I \\ iZ_{II} \end{bmatrix} T \quad (2.2-80)$$

应用严格耦合波法分析二维周期结构光栅要比一维情况复杂一些，下面以矩形柱状光栅的公式推导为例来加以说明，其他的二维周期非矩形柱状光栅只是介电常数的傅里叶系数不同，其他非柱状的周期光栅可以通过分割为多层二维周期柱状光栅来近似。

一个波矢为 $k(\alpha, \beta)$ 、偏振角为 θ 的平面波入射到如图 2-45 所示的二维矩形柱状光栅表面，其中 α 为波矢与 z 轴的夹角，称作入射角； β 为入射光平面与 xOz 平面的夹角，称作方位角；偏振角 θ 是电场矢量与入射光平面的夹角。光栅 x 方向和 y 方向的周期分别为 Λ_x 与 Λ_y ，高度为 d ，光栅区域的介电常数为 $\varepsilon = \varepsilon(x + \Lambda_x, y + \Lambda_y)$ ，展开后傅里叶级数为

$$\varepsilon(x, y) = \sum_{u=-\infty}^{+\infty} \sum_{v=-\infty}^{+\infty} \varepsilon(u, v) \exp \left[i \left(\frac{2\pi u x}{\Lambda_x} + \frac{2\pi v y}{\Lambda_y} \right) \right] \quad (2.2-81)$$

$$\varepsilon(u, v) = \frac{1}{\Lambda_x \Lambda_y} \int_{-\frac{\Lambda_x}{2}}^{\frac{\Lambda_x}{2}} \int_{-\frac{\Lambda_y}{2}}^{\frac{\Lambda_y}{2}} \varepsilon(x, y) \exp \left[-i \left(\frac{2\pi u x}{\Lambda_x} + \frac{2\pi v y}{\Lambda_y} \right) \right] dx dy \quad (2.2-82)$$

由 Rayleigh 展开得到区域 I 与 II 中的电场分布为

$$\begin{cases} E_I = E_{inc} + \sum_{m,n} R_{mn} \exp[-i(k_{xm}x + k_{yn}y - k_{lzm}z)] \\ E_{II} = \sum_{m,n} T_{mn} \exp\{-i[k_{xm}x + k_{yn}y + k_{lzm}(z - h)]\} \end{cases} \quad (2.2-83)$$

其中， E_{inc} 表示归一化入射平面波电场矢量，有

$$E_{inc}(x, y, z) = u \exp[-ik_0 n_1 (\sin \alpha \cos \beta x + \sin \alpha \sin \beta y + \cos \alpha z)] \quad (2.2-84)$$

$$k_{xm} = k_0 \left(n_1 \sin \alpha \cos \beta - \frac{m\lambda_0}{\Lambda} \right) \quad (2.2-85)$$

$$k_{yn} = k_0 \left(n_1 \sin \alpha \sin \beta - \frac{n\lambda_0}{\Lambda} \right) \quad (2.2-86)$$

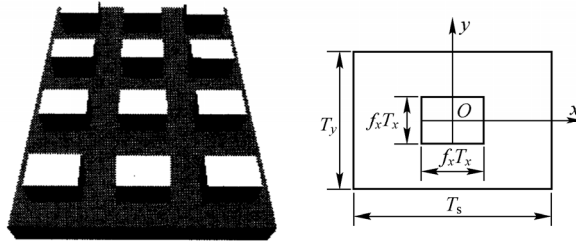


图 2-45 二维矩形柱状光栅结构

$$k_{szmn} = \begin{cases} [(k_0 n_s)^2 - k_{xm}^2 - k_{yn}^2]^{\frac{1}{2}} & (k_0 n_s)^2 > k_{xm}^2 + k_{yn}^2 \\ -i[k_{xm}^2 + k_{yn}^2 - (k_0 n_s)^2]^{\frac{1}{2}} & (k_0 n_s)^2 < k_{xm}^2 + k_{yn}^2 \end{cases}, \quad s = \text{I, II} \quad (2.2-87)$$

其中, \mathbf{u} 是极化单位矢量, 有

$$\mathbf{u} = (\cos \alpha \cos \beta \cos \theta - \sin \beta \sin \theta)x + (\cos \alpha \sin \beta \cos \theta - \cos \beta \sin \theta)y - \sin \alpha \cos \theta \quad (2.2-88)$$

光栅区电磁场的傅里叶级数展开式为

$$\begin{cases} E_G = \sum_{m,n} [V_{xmn}(z)x + V_{ymn}(z)y + V_{zmn}(z)z] \exp[-i(k_{xm}x + k_{yn}y)] \\ H_G = -i \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \sum_{m,n} [U_{xmn}(z)x + U_{ymn}(z)y + U_{zmn}(z)z] \exp[-i(k_{xm}x + k_{yn}y)] \end{cases} \quad (2.2-89)$$

其中, V_{xmn} 、 V_{ymn} 、 V_{zmn} 和 U_{xmn} 、 U_{ymn} 、 U_{zmn} 是电磁场空间谐波的归一化振幅。式 (2.2-88) 满足麦克斯韦方程, 即

$$\begin{cases} i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_{Gx} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{-i\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_{Gy}}{\partial x} - \frac{\partial E_{Gx}}{\partial y} \right) \right] - \frac{\partial H_{Gy}}{\partial z} \\ -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_{Gy} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{-i\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_{Gy}}{\partial x} - \frac{\partial E_{Gx}}{\partial y} \right) \right] - \frac{\partial H_{Gx}}{\partial z} \\ -i\omega\mu_0 H_{Gx} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{i\omega\varepsilon_0\varepsilon} \left(\frac{\partial H_{Gy}}{\partial x} - \frac{\partial H_{Gx}}{\partial y} \right) \right] - \frac{\partial E_{Gy}}{\partial z} \\ i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_{Gy} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{i\omega\mu_0} \left(\frac{\partial H_{Gy}}{\partial x} - \frac{\partial H_{Gx}}{\partial y} \right) \right] - \frac{\partial E_{Gx}}{\partial z} \end{cases} \quad (2.2-90)$$

将式 (2.2-81) 与式 (2.2-89) 代入式 (2.2-90), 令 $z' = k_0 z$, 整理成矩阵形式为

$$\frac{\partial}{\partial z'} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ U_x \\ U_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\mathbf{K}_x \mathbf{E}^{-1} \mathbf{K}_y & \mathbf{K}_x \mathbf{E}^{-1} \mathbf{K}_y - \mathbf{I} \\ 0 & 0 & \mathbf{I} - \mathbf{K}_y \mathbf{E}^{-1} \mathbf{K}_x & \mathbf{K}_y \mathbf{E}^{-1} \mathbf{K}_x \\ -\mathbf{K}_x \mathbf{K}_y & \mathbf{K}_x^2 - \mathbf{E} & 0 & 0 \\ \mathbf{E} - \mathbf{K}_y^2 & \mathbf{K}_y \mathbf{K}_x & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ U_x \\ U_y \end{bmatrix} \quad (2.2-91)$$

式中, V_x 、 V_y 、 U_x 和 U_y 分别表示以 $V_{xmn}(z)$ 、 V_{ymn} 、 U_{xmn} 和 U_{ymn} 为元素的矩阵; \mathbf{K}_x 与 \mathbf{K}_y 是对角矩阵, 对角线上的元素分别为 k_{xm}/k_0 与 k_{ym}/k_0 ; \mathbf{E} 为由二维介电常数的空间谐频分量组成的二维矩阵; \mathbf{I} 为单位矩阵。

根据 Floquet 定理可以得到 $V_{xmn}(z)$ 、 V_{ymn} 、 U_{xmn} 及 U_{ymn} 的表达式, 再根据电磁场边界连续的条件, 可求得 R_{mn} 和 T_{mn} 的值, 就可以确定反射区与透射区各级次光波的衍射效率:

$$\eta_{Rmn} = |R_{mn}|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{zmn}}{k_{10}} \right), \quad \eta_{Tmn} = |T_{mn}|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{k_{1zmn}}{k_{10}} \right) \quad (2.2-92)$$

衍射效率满足能量守恒定理。以上就是 RCW 法的完整表述。

3. 矢量分析的模方法(BKK 法)

模方法的计算比较简单, 效率也更高, 所用的矩阵数仅为 RCW 法的 1/4。模方法的计算种类有多种, 最常用的是 BKK 法。BKK 代表三个人名 (Burckhardt、Kaspar、Knop), 该法是由他们研究发展起来的, 主要用于相位微结构计算。

如图 2-46 所示, 微结构沿 x 方向周期为 d , 槽深为 h , 分

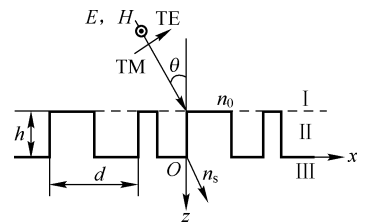


图 2-46 模方法原理图

布在 $z = -h$ 和 $z = 0$ 的两个平面内，微轮廓设定在 y 方向保持不变，设 I 区为入射区 ($z < h$)，III 区为出射区 ($z > 0$)，都为均匀介质，介电常数分别为 ε_1 及 ε_3 ；II 区为衍射区 ($-h, 0$)，跟 ε_2 与 x 有关，且呈周期性分布，因此用 Fourier 展开为

$$\varepsilon_2(x) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \varepsilon_r \exp\left(\frac{i2\pi r x}{d}\right) \quad (2.2-93)$$

式中，系数 $\varepsilon_r = \frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon_2(x) \exp\left(\frac{-i2\pi r x}{d}\right) dx$ 。

入射光在 I 区为以 θ 角入射的平面单色光 (λ)，其分解为两个偏振态 TE 模与 TM 模。首先将矢量场分解为两个标量场，在 III 区形成正向衍射场 (透射衍射) 及在 I 区形成反向衍射场 (反射衍射)，用标量的瑞利展开：

$$\text{对入射场:} \quad U_{\lambda}(x, z < -h) = \exp\{i[2\pi\xi x + kn_0(z+h)\cos\theta]\} \quad (2.2-94)$$

式中， $\xi = \frac{n_0 \sin\theta}{\lambda}$ ； $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (波数)。

对衍射场：

$$\text{I 区} \quad U_1(x, z < -h) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} R_q \exp\{i[2\pi\xi_q x - r_q(z+h)]\} \quad (2.2-95)$$

$$\text{II 区} \quad U_3(x, z < -h) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} T_q \exp\{i[2\pi\xi_q x + t_q z]\} \quad (2.2-96)$$

$$\text{式中} \quad \xi_q = \frac{\xi + q}{d}; \quad r_q = \begin{cases} n_0 k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{n_0}\right)^2} \xi_q \left(\frac{\lambda}{n_0}\right), & |\xi_q| \leq 1 \\ j n_0 k \sqrt{\left(\frac{\lambda}{n_0}\right)^2} \xi_q - 1 \left(\frac{\lambda}{n_0}\right), & |\xi_q| > 1 \end{cases}; \quad t_q = \begin{cases} n_3 k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{n_3}\right)^2} \xi_q^2 \left(\frac{\lambda}{n_3}\right), & |\xi_q| \leq 1 \\ i n_3 k \sqrt{\left(\frac{\lambda}{n_3}\right)^2} \xi_q - 1 \left(\frac{\lambda}{n_3}\right), & |\xi_q| > 1 \end{cases}$$

对 TE 偏振态，电场表示为 $\mathbf{E}_y = \mathbf{E}(x, z)$ ，空间电场的波动方程 (亥姆霍兹方程) 可写为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon(x) \mathbf{E} = 0 \quad (2.2-97)$$

对 TM 偏振态，空间磁场波动方程式为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon(x) \mathbf{H} + \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial \varepsilon(x)}{\partial x} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x} = 0 \quad (2.2-98)$$

模方法的矢量计算就是解此微分方程，BKK 法是用分离变量法求解的。以 TE 模为例，令 $E(x, z) = Z(z)X(x)$ ，即

$$\frac{d^2 z}{dz^2} = -\alpha^2 \quad (2.2-99)$$

式中 α 是待定分离常量，代入式 (2-97)，则有

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + k^2 \varepsilon(x) X - \alpha^2 X = 0 \quad (2.2-100)$$

其解为

$$X(x) = \sum_{l=-A}^{\infty} B_l \exp(i2\pi\xi_l x) \quad (2.2-101)$$

式中， $\xi = \xi + l/d$ 。

系数 B_l 可用矩阵来描述为

$$\mathbf{DB} = \alpha^2 \mathbf{B} \quad (2.2-102)$$

$$\text{矩阵 } \mathbf{D} \text{ 的元素值可写成} \quad D_{nl} = k^2 \varepsilon_{n-1} - 4\pi^2 \delta_{nl} \xi_l^2 \quad (2.2-103)$$

式中, δ_{nl} 称为 Kronecker δ 函数, 解出 α^2 , 求得 $Z(z) = A e^{\pm i \alpha z}$ 。

最后得到微分方程的通解为

$$E = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_{lp} \exp(i 2 \pi \xi_l x) \{A_p \exp[i \alpha_p (z+h)] + A'_p \exp[-i \alpha_p z]\} \quad (2.2-104)$$

式 (2.2-104) 也称为 Floquet-Bloch 展开, 其中系数 A_p 、 A'_p 、 p 由边界条件确定, 即 $z = -h$ 和 $z = 0$ 上电场和磁场的切向分量是连续的, 因此, 可写出以下 4 个方程

$$\begin{aligned} \sum_{p=-\infty}^{\infty} [B_{lp} A_p + B_{lp} \exp(i \alpha_p h) A'_p] &= R_l + \delta_{l0} \\ \sum_{p=-\infty}^{\infty} \left[B_{lp} \frac{\alpha_p}{k n_0 \cos \theta} A_p - B_{lp} \frac{\alpha_p \exp(i \alpha_p h)}{k n_0 \cos \theta} A'_p \right] &= -\frac{r_l}{k n_0 \cos \theta} R_l + \delta_{l0} \\ \sum_{p=-\infty}^{\infty} [B_{lp} \exp(i \alpha_p h) A_p + B_{lp} \alpha'_p] &= T_l \\ \sum_{p=-\infty}^{\infty} [B_{lp} \alpha_p \exp(i \alpha_p h) A_p - B_{lp} \alpha_p A'_p] &= t_l T_l \end{aligned} \quad (2.2-105)$$

式中, 用 4 个方程可求出 4 个未知量, 当 l 取有限 L 个值时, $4L$ 个方程可解出 $4L$ 个未知量, 从而获得最佳微结构和其光学特性。

4. 逐层分析的 BKK 法

逐层分析的 BKK 法是扩展的 BKK 法, 可用于多台阶微结构分析, 其原理如图 2-47 所示。

扩展 BKK 法的要点是 I、III 区不变, 将 II 区分为 M 层, 槽深分别为 h_1, h_2, \dots, h_m , 每层的光场分布由式 (2.2-104) 的 Floquet-Bloch 展开得到。对 TE 模, 则有

$$U_m(x, z) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_{lpm} \exp(i 2 \pi \xi_l x) \{A_{pm} \exp[i \alpha_{pm} (z+h_{m-1})] + A'_{pm} \exp[-i \alpha_{pm} (z-h_m)]\} \quad (2.2-106)$$

式中, $m=1, 2, 3, \dots, M$; α_{pm}, B_{lpm} 由下列矩阵方程解出

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} D_{nlm} B_{lm} = \alpha_m^2 B_{nm}, \quad n = -\infty \sim \infty \quad (2.2-107)$$

逐层求解时, 要和 RCW 法一样采用逐层高斯消元法来求解, 计算量仍很大。

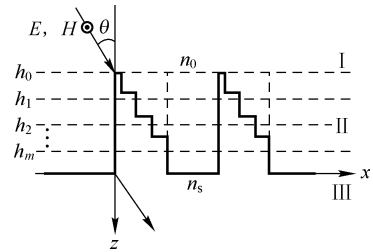


图 2-47 扩展的 BKK 法

2.3 衍射光学元件

2.3.1 衍射光栅

衍射光栅 (见图 2-48) 是一方孔连续线阵周期排列的器件, 表现为透射部分和遮光部分的周期分布。当平面波照射此衍射光栅时 (见图 2-48(a)), 光经透射部分出射的是衍射光 (狭缝衍射), 衍射光的衍射方向 θ_m 由光栅方程可写出

$$\pm \sin \theta_m = m \lambda / d \quad (2.3-1)$$

式中, d 为光栅周期, m 为衍射级次, λ 为入射光波长。

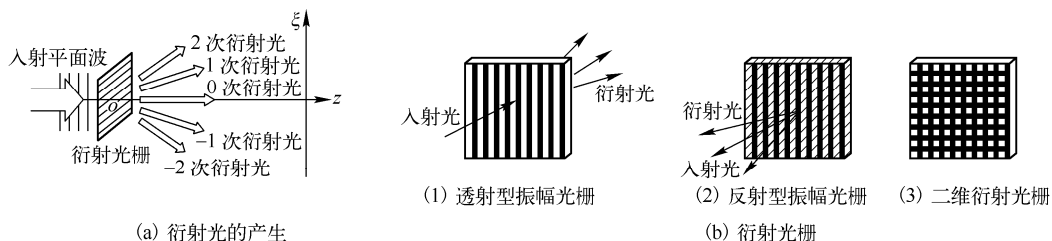


图 2-48 光衍射

衍射角 θ 由波长和光栅周期决定, 改变 d 及 λ 就可以改变衍射方向, 而改变狭缝宽度和形状, 则可改变透射光强。采用这种原理就构成了 MEMS 的可动衍射光栅系统。

常用的衍射光栅可分成振幅光栅和相位光栅两种, 将入射光的振幅周期性地调制的衍射光栅称为振幅光栅。振幅光栅又分为透射光栅与反射光栅两种。图 2-48(b) 中, (1) 为透射型振幅光栅, (2) 为反射型振幅光栅, (3) 为二维衍射光栅, 即光栅周期是二维分布的光栅, 这样衍射光也是二维分布的。

将能调制透射光相位的光栅称为相位光栅, 如图 2-49 所示。相位光栅的光振幅(强度)不变, 而相位呈周期性变化。

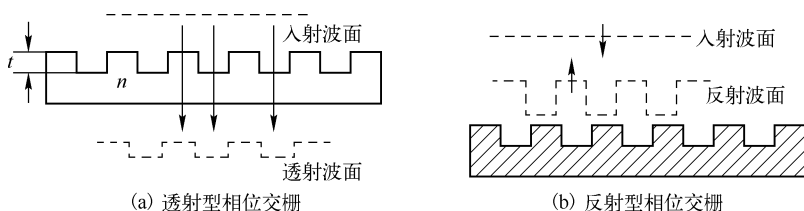


图 2-49 相位衍射光栅的波面变化

图 2-49(a) 为透射型相位光栅, 其相位与光栅的沟槽深度 t 有关(光程是 nt), 图 2-49(b) 为反射型相位光栅。当透射型相位光栅的背面镀反射膜时就成为反透射型相位光栅的衍射, 用下式表示为

$$\mathbf{k}_m = \mathbf{k}_i \pm m\mathbf{k} \quad (2.3-2)$$

式中, \mathbf{k} 和 \mathbf{k}_m 是入射波及 m 次衍射波的波矢。光栅波矢的定义是 $|\mathbf{k}| = 2\pi/d$, d 为光栅的栅距。

m 次衍射光的衍射角 θ_m 由下式的光栅方程确定

$$d(n_1 \sin \theta - n_2 \sin \theta_m) = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.3-3)$$

式中, n_1 和 n_2 是入射光与衍射光通过介质时的折射率。

从式(2.3-3)可知, 对相邻光栅的衍射, 其光程差为波长的整数倍($2m\pi$)时, 在传播方向上衍射光将被增强, 这就是相位光栅的优点。

2.3.2 衍射光的控制与效率

通过改变光栅的位置和倾角, 从而改变输出光强的分布。改变光栅的周期, 就可以改变衍射角度, 使衍射光强得以调制。这就是衍射光的控制, 使光衍射的微传感器与微执行器功能得以实现。

衍射光的强度分布取决于光栅的反射率、透过率及相位分布, 对衍射的远场分布来说, 观察距离 $R \gg a/\lambda^2$ (a 是衍射小孔直径, λ 是光波长)时的衍射光振幅为

$$U(f) = C \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) \exp(ikfx) dx \quad (2.3-4)$$

式中, $g(x)$ 是目标物体的一维分布; C 是积分常数; $k = 2\pi/\lambda$ 是光波的频率, f 表示入射光衍射后, 分离成各个角度上的光谱。

图 2-50 所示为光栅的透过率函数曲线, 当用矩形波来表示时, 透过率为 1 处是透明的(见图 2-50(a))。透过率为 0 处是黑的(不透光)。光栅数为 N 时, 衍射光是各狭缝(宽度为 a) 衍射光之和, 即

$$U(f) = C \sum_{n=0}^{N-1} \int_{np-\frac{a}{2}}^{np+\frac{a}{2}} \exp(-ikfx) dx = C \frac{\sin(kfa/2)}{kfa/2} \cdot \frac{1 - \exp(-ikfNd)}{1 - \exp(-ikfd)} \quad (2.3-5)$$

式中, C 为常数, $\frac{\sin(kfa/2)}{kfa/2}$ 是宽度为 a 的单个狭缝所产生的。

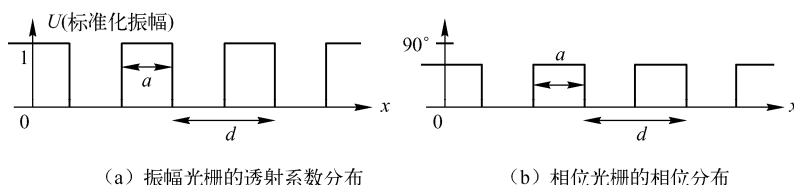


图 2-50 光栅的透过率函数曲线

将式(2.3-5)平方后就可求得光强分布为

$$I(f) = U(f)U(f)^* = C^2 \left[\frac{\sin(kfa/2)}{kfa/2} \right]^2 \cdot \left[\frac{\sin(kfNa/2)}{kfd/2} \right]^2 \quad (2.3-6)$$

式(2.3-6)说明前面的 \sin 项为单个狭缝产生的衍射分布, 随着衍射角增大, 就呈 sinc 函数的衰减, 如图 2-51 所示。

式(2.3-6)的后面项代表采用 N 个狭缝的影响因子, 当 $kfa/2 = m\pi$ 时, 极大值为 N^2 ; 当 $kfa/2 = m'\pi$ (m' 为另一正整数)时等于零, 因而决定衍射光次数, 强度由前面项确定, 后面第二项只确定周期。第一项为 0 的周期由缝宽 a 决定, 第二项成为极大的周期由光栅周期 d 决定, 形成衍射光分布。在微系统(MEMS, MOEMS)中应用时, 可改变光栅缝宽 a , 这样图 2-51 中包络线与第二项的周期函数就发生变化, 从而可控制衍射光。

考虑相位光栅时, 由于 MEMS 主要在硅基上实现, 因此, 制作反射相位光栅比较容易, 应用较多。相位光栅的特点是, 所通过的光强不变而相位改变, 考虑透过率或反射率函数为 $g(x)$, 写成

$$g(x) = \begin{cases} \exp(-i\beta), & Nd - \frac{a}{2} < x < Nd + \frac{a}{2} \\ 1, & Nd + \frac{a}{2} < x < (N+1)d - \frac{a}{2} \end{cases} \quad (2.3-7)$$

$$\text{则} \quad U(f) = C \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) \exp(-ikfx) dx \quad (2.3-8)$$

式中, β 为相位差, 当反射相位光栅时, 槽深为 d , 则

$$\beta = 2d/\lambda \quad (2.3-9)$$

远场情况下, 相位光栅透过率的 Fourier 变换式为

$$\begin{aligned} U(f) &= C \sum_{n=0}^{N-1} \int_{nd-\frac{a}{2}}^{nd+\frac{a}{2}} \exp(-i\beta x) \exp(-ikfx) dx + \int_{(n+1)d-\frac{a}{2}}^{nd+\frac{a}{2}} \exp(-ikfx) dx \\ &= C \left[a \exp(-i\beta) \frac{\sin(kfd/2)}{kfd/2} + (d-a) \cdot \exp\left(-\frac{ikfd}{2}\right) \right] \frac{\sin kf(d-a)/2}{kf(d-a)/2} \cdot \frac{1 - \exp(-ikfNd)}{1 - \exp(-ikfd)} \end{aligned} \quad (2.3-10)$$

考虑 $a = d/2$ 时的情况，则式 (2.3-10) 可简化为

$$U(f) = C \frac{d}{2} \left[\exp(-i\beta) + \exp(-i \frac{kfd}{2}) \right] \frac{\sin(kfd/2)}{kfd/4} \cdot \frac{1 - \exp(-ikfNd)}{1 - \exp(-ikfd)} \quad (2.3-11)$$

式 (2.3-11) 平方后，求得光强分布为

$$I(f) = C \frac{d}{2} \left[\frac{\sin(kfd/4)}{kfd/4} \right]^2 \cdot \left[\frac{\sin(kfNd/2)}{\sin(kfd/2)} \right]^2 \cdot \left[1 + \cos\left(\frac{kfd}{2} - \beta\right) \right] \quad (2.3-12)$$

式 (2.3-12) 中除常数 C 外，前两项与振幅光栅相同，第三项与相位 β 有关。 $\beta = \pi/2$ 时，在 $f=0$ 的位置，即 0 次衍射光位置上，第三项之值为零，因此不产生 0 次衍射光，如图 2-52 所示，只存在 ± 1 、 ± 3 、 \cdots 次光，而且光强得到增强。另外，当光栅做上下移动时就构成了光栅光阀 (GLV)，这时 β 值发生变化。当 d 值由 0 到 $\lambda/2$ 变化时，零级衍射光将由最大值变化到零。同样也可对 ± 1 、 ± 3 级光进行调制。

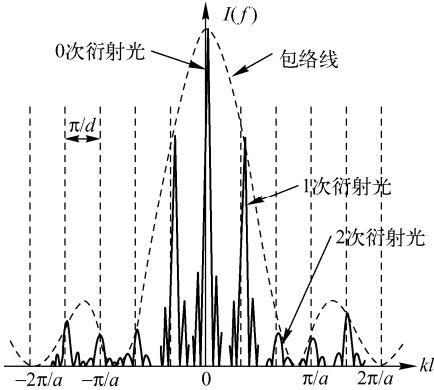


图 2-51 衍射光强度分布

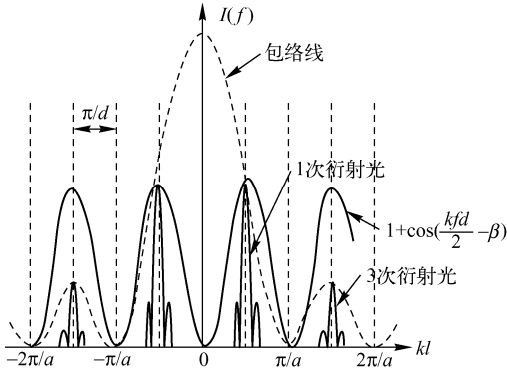


图 2-52 相位光栅衍射强度分布 (狭缝宽 $a = d/2$)

下面讨论衍射光栅的效率，当光栅 d 与波长 λ 之比 $d/\lambda \geq 10$ ，且光栅很薄时，就可用标量衍射理论计算衍射效率。对远场条件， M 级台阶光栅的 ± 1 次衍射效率为

$$\eta = \text{sinc}^2\left(\frac{\pi}{M}\right) \quad (2.3-13)$$

对各台阶级数 M 的光栅，其 ± 1 级衍射的效率，见图 2-53。例如，对 GLV 用 $M=2$ 的光栅其光效率仅约 40%。

M	衍射光学元件的断面形状	最大1次衍射效率与最佳槽深($d \gg \lambda$)
2台阶级		40.5%, $t = \frac{\lambda}{2(n-1)}$
4台阶级		81.1%, $t = \frac{3\lambda}{4(n-1)}$
8台阶级		95.0%, $t = \frac{7\lambda}{8(n-1)}$
16台阶级		98.7%, $t = \frac{15\lambda}{16(n-1)}$
闪耀级		100%, $t = \frac{\lambda}{(n-1)}$

图 2-53 薄的 relief 型衍射光学元件的最大 1 次衍射效率与最佳槽深 (标量理论值)

当 $d/\lambda \approx 1$ ，即光栅周期接近波长时，标量理论失效，必须采用矢量衍射理论。当光栅深宽比 t/d 优化，以及入射角为布拉格角时，可获得的衍射效率接近 100%，如图 2-54 所示。图 2-54 为正弦波光栅 ($n=1.6$)、入射角为 1 次布拉格角、作透射 1 次时的衍射效率曲线。

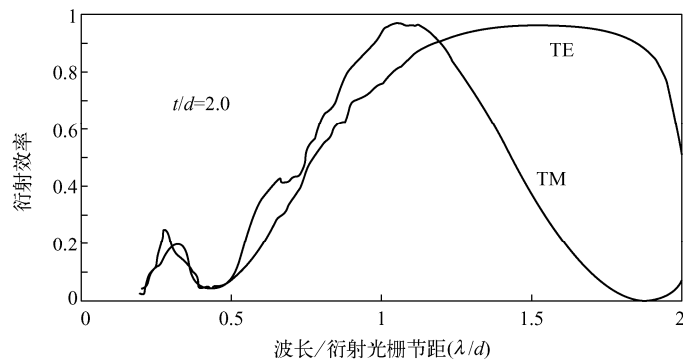


图 2-54 矢量计算的衍射效率

2.3.3 衍射光栅的应用

在微系统中应用了多种衍射光栅，可做成各种微传感器(位移、应变、加速度、生物等)及微功能、微控制器。下面介绍应用中最常见的三种形式。

1. 阵列波导衍射光栅(AWG)

AWG 是光通信中波分复用器(WDM)的一种形式，通过对不同长度的多个波导发出的光进行干涉来实现衍射光栅的作用，图 2-55 所示是 AWG 的结构原理，对一个宽波长光源，可获得 $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$ 的多通道光束。用于光通信的 AWG 理论与技术将在第 4 章中阐述。

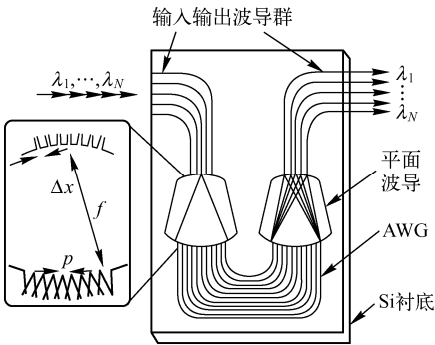


图 2-55 AWG 的结构原理

2. MEMS 可变衍射光栅

由上述的理论可知，对衍射光栅当改变其形状、周期、反射率、折射率时，就可以改变衍射方向。若用 MEMS 的动作或用微制造制成可变衍射光栅，就可实现传感或相应功能，这就是 MOEMS。可变衍射光栅主要有四种可调结构形式(见图 2-56)。

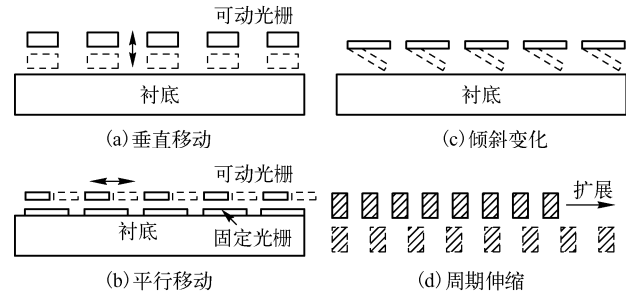


图 2-56 可变衍射光栅

(1) 光栅做垂直面上上下移动

当光栅作垂直面上上下移动(见图 2-56(a))时, 光栅与衬底之间就形成一个 F-P 干涉腔。光栅光阀(GLV)就属于这种型式。

由于 MEMS 微加工主要在硅基上制作, 硅对可见光是不透明的, 因此, MEMS 一般采用反射光栅。图 2-57 所示是一种光栅光阀(GLV)的结构。光栅用多晶硅沉积, 间隙由牺牲层和蚀刻加工而成, 如图 2-57(a)所示。当衬底与光栅之间施加电压时, 光栅被衬底吸附, 形成可动光栅, 反射光与衬底之间产生的光程差, 如图 2-57(b)所示, 因此产生偏振的衍射光。由衍射光的位移, 就可获得纳米量级的传感。图 2-58(b)所示为用于原子力显微镜探针的 GLV 结构, 各衍射光的强度随位移而变化(见图 2-58(c)), 分辨率达 10nm。

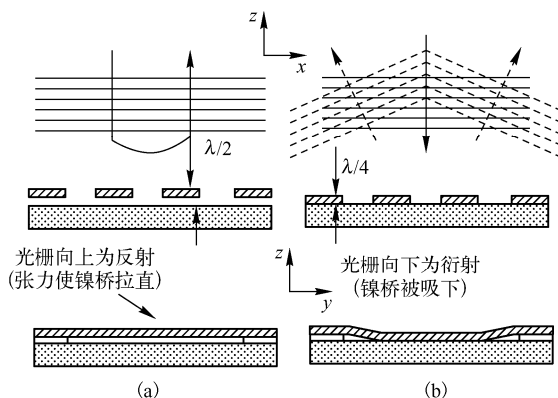


图 2-57 光栅光阀 (GLV) 结构

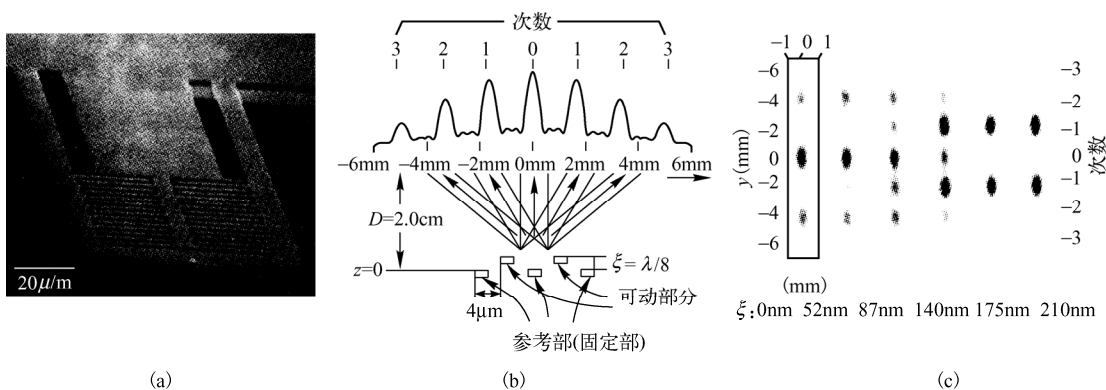


图 2-58 位移传感器的 GLV 结构

图 2-59 所示为 GLV 光开关的原理图, 可动光栅宽 $3\mu\text{m}$ 、长 $100\mu\text{m}$ 、厚 $125\mu\text{m}$, 由氮化硅制成。

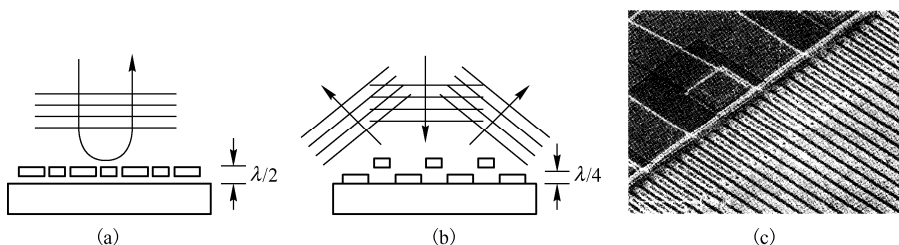


图 2-59 GLV 光开关原理图

当可动光栅与同定光栅在同一平面时,如图 2-59(a)所示,这时入射光由原路返回。当电极加电压,动光栅向下移动,则反射光强逐步降低而衍射光强逐步增强。当动光栅向下移动时,衍射光最强而反射光最弱,这就构成了光开关,开关时间约 40ns,属高速光开关。另外,这种原理也用作可变衰减器。

(2) 平行于光栅面移动

这种结构(见图 2-56(b))是光栅平行于衬底移动,衬底微加工成固定光栅,这样可动光栅与固定光栅就形成了莫尔条纹,如图 2-60 所示。图 2-60 中当两光栅之间有一小角度时,莫尔条纹呈 A 形式(见图 2-60(a)),条纹移动方向与光栅移动方向一致。图 2-60(b)所示即呈 B 形式莫尔条纹,是当两光栅栅距刻画方向接近一致时,莫尔条纹在 ∞ 处形成光闸的情况,图 2-60(c)所示是两光栅交角变大时的状态。莫尔条纹的应用已很广泛和成功。

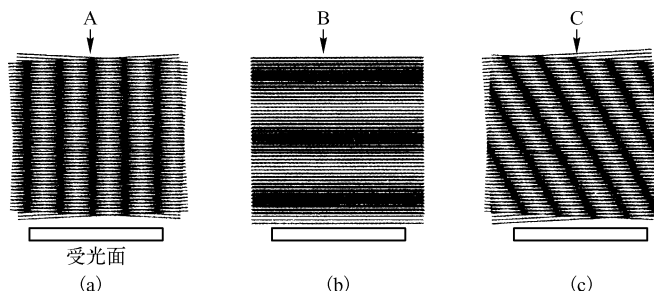


图 2-60 光栅平行移动产生莫尔条纹

(3) 光栅做倾斜变化

改变光栅的倾斜度可以调制衍射光的强度(见图 2-56(c))。另外,对反射光栅,则可以改变光的反射方向,形成闪耀角变化的光栅,增加特定次数的衍射光强。由于周期 d 不变,因此,衍射角不变。

(4) 光栅周期可伸缩的结构

通过改变衍射光栅的周期可改变衍射角(见图 2-56(d)),因此在 MEMS 领域可用于光束扫描。如图 2-61 所示,光栅 d 伸缩结构还可用于 MEMS 光谱仪中取代光谱棱镜或光谱光栅的转动部件,即改变光栅 d 时,可以选择所要观测的波长,这样可实现尺寸更紧凑的微光谱仪。

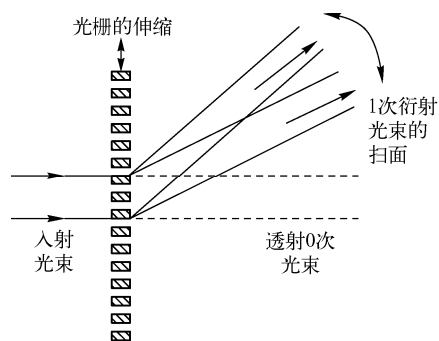


图 2-61 微扫描原理

3. 光纤光栅

自从 1978 年 Hill 利用驻波写入法制成光纤光栅以来,其发展极快,不仅可用于波长调制的光通信,还可用于波长调制的微传感器上。波长调制时光传输特性不受光强、环境等影响,因此,光纤光栅的优点是:(1) 抗干扰能力强;(2) 尺寸小、结构单一;(3) 光栅可标定,实现绝对测量;(4) 工艺可批量生产。

光纤光栅的原理是利用光纤材料的光敏性,即在纤芯中掺入锗(Ge)离子,当入射光子在 $\lambda = 433\text{nm}$ 的可见光的作用下,纤芯上将会引起折射率的永久性变化,这相当于做折射率的光刻,方法如图 2-62 所示,当入射光(紫光, $\lambda = 433\text{nm}$)是周期为 p 的光栅信号时,经曝光后在纤芯上形成永久性的折射率光栅,这种光纤只反射满足布拉格(Bragg)反射条件的光,因此可用作波长编码。其原理如图 2-63 所示。

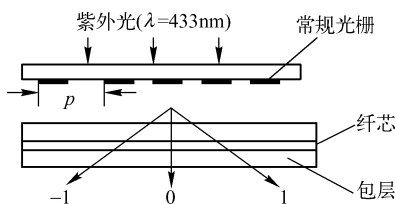


图 2-62 光纤光栅制作

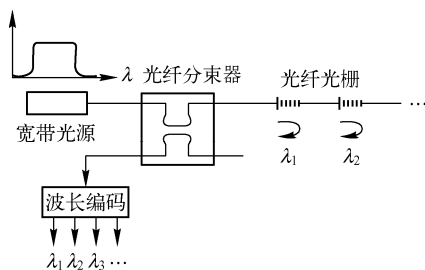


图 2-63 光纤光栅传感系统原理

波长编码的光纤传感系统必须采用宽带光源(如 LED、SLD 等), 不同光纤光栅传感不同信息, 其反射的波长分别为 $\lambda_1, \lambda_2, \dots$, 经探测器后进行波长编码, 由光谱来识别传感信息, 这就完全隔离了环境及仪器系统的随机干扰, 获得高精度和高可靠性。

布拉格反射条件是满足 Bragg 光栅方程, 即

$$\lambda_B = 2Np \quad (2.3-14)$$

式中, λ_B 为布拉格波长(布拉格反射波长), N 为光纤光栅的有效折射率, p 为光纤光栅折射率周期。

反射光的 λ_B 非常窄, 因此有很高的灵敏度。当温度及应变等物理量有变化时, 引起 λ_B 的变化量为 $\Delta\lambda_B$, 有

$$\text{应变: } \Delta\lambda_B / \lambda_B = 0.78\varepsilon \quad \text{温度: } \Delta\lambda_B / \lambda_B = r\Delta T \quad (2.3-15)$$

式中, ε 为材料的泊松比, r 为材料的温度系数, $r = (7.1 \sim 7.3) \times 10^{-6} (\text{°C})$ 。

由式(2.3-15)就可获得应变及温度的传感, 并可组网进行测量与控制, 即形成分布式传感系统。

2.4 Talbot 效应及其应用技术

2.4.1 Talbot 效应原理

1820 年泰伯(Talbot)发现了一个有趣的现象: 用单色平面波垂直照射一个周期性物体(例如透射光栅)时, 在物体后面周期性距离上出现物体的像。这种自成像效应就称为泰伯(Talbot)效应。它不是透镜成像, 而是衍射成像。

这里以 Ronchi 光栅为例, 解释 Talbot 效应的原理。当球面波照射光栅时, 光栅产生 0、 ± 1 级衍射光(忽略高衍射级), 在衍射光重叠区域, 衍射光相互干涉而形成干涉场的空间分布, 在满足 Talbot 距离处, 干涉形成的周期性光分布的对比度最好。这就是 Talbot 效应的干涉理论解释, 它能很好地解释 Ronchi 光栅的 Talbot 成像。

如图 2-64 所示, 设点光源 S 离 Ronchi 光栅的距离为 R , 光栅位于 xOy 平面, y 轴平行于光栅刻槽, 那么 xOy 平面上的复振幅分布为

$$\tilde{U}(x, y, 0^-) \approx \frac{a_0}{R} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(x^2 + y^2)}{2R} \right] \quad (2.4-1)$$

设 Ronchi 光栅的复振幅透过率为

$$\tilde{g}(x) = \sum c_n \exp(i2\pi \frac{n}{d} x) \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.4-2)$$

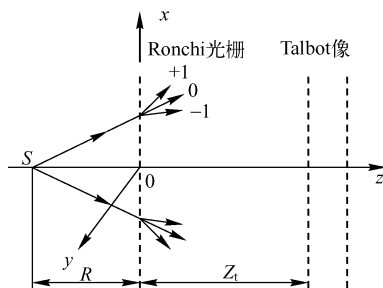


图 2-64 Talbot 效应原理示意图

其中 d 为光栅的周期。如果只考虑 0 、 ± 1 级衍射光，那么光栅后的复振幅分布为

$$\begin{aligned}\tilde{U}(x, y, 0^+) &= \tilde{U}(x, y, 0^-) \cdot \tilde{g}(x) \\ &= \frac{a_0 c_0}{R} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x^2 + y^2}{2R} \right] + \frac{a_0 c_1}{R} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{(x + \lambda R/d)^2 + y^2}{2R} - \frac{\lambda^2}{2d^2} R \right) \right] + \\ &\quad \frac{a_0 c_{-1}}{R} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{(x - \lambda R/d)^2 + y^2}{2R} - \frac{\lambda^2}{2d^2} R \right) \right]\end{aligned}\quad (2.4-3)$$

从上式可以看出，光栅后的出射波是三个半径为 R 的球面波的叠加。假如 $c_{-1} = c_1$ ，那么光栅后 z 处的复振幅和强度分布为

$$\begin{aligned}\tilde{U}(x, y, z) &= \frac{a_0 c_0}{R+z} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x^2 + y^2}{2(R+z)} \right] + \frac{a_0 c_1}{R+z} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{(x + \lambda R/d)^2 + y^2}{2(R+z)} - \frac{\lambda^2}{2d^2} R \right) \right] + \\ &\quad \frac{a_0 c_{-1}}{R+z} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{(x - \lambda R/d)^2 + y^2}{2(R+z)} - \frac{\lambda^2}{2d^2} R \right) \right]\end{aligned}\quad (2.4-4)$$

$$\begin{aligned}I(x, y, z) &= \left(\frac{a_0 c_0}{R+z} \right)^2 + 2 \left(\frac{a_0 c_1}{R+z} \right)^2 + 4 \left(\frac{a_0 c_0}{R+z} \right) \cdot \left(\frac{a_0 c_1}{R+z} \right) \cos \left[2\pi \left(\frac{\lambda R}{2d^2} \cdot \frac{z}{R+z} \right) \right] \times \\ &\quad \cos \left[\frac{2\pi}{d} \cdot \frac{R}{R+z} x \right] + 2 \left(\frac{a_0 c_1}{R+z} \right)^2 \cos \left[\frac{2\pi}{d} \cdot \frac{2R}{R+z} x \right]\end{aligned}\quad (2.4-5)$$

从式 (2.4-5) 可以看出，光栅后的光强呈周期分布。且当 $z = z_t$ 时， R 满足：

$$\frac{z_t}{M} = \frac{md^2}{\lambda} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4-6)$$

$$M = \frac{R + z_t}{R} \quad (2.4-7)$$

时，像的光强分布的对比度最好，其分布为：

$$I(x, y, z_t) = \left[\frac{a_0 c_0}{R + z_t} + 2 \frac{a_0 c_0}{R + z_t} \cos \left(\frac{2\pi R}{(R + z_t)d} x \right) \times (-1)^m \right]^2 \quad (2.4-8)$$

由式 (2.4-8) 可知，相邻两 Talbot 像一个正 (m 取偶数) 一个负 (m 取奇数)。像的周期 $d' = (R + z_t)d/R$ ，放大率 $d'/d = (R + z_t)/R = M$ ，这也正好是光栅被光源几何投影的放大率。所以可以把 Talbot 像看作物在 Talbot 距离 z_t 处的几何投影。

当以单色平面波照明时 (见图 2-65)，式 (2.4-7) 中， $R \rightarrow \infty$ ，放大率 $M = 1$ ，可得等间距的 Talbot 像距公式

$$z_t = md^2 / \lambda \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4-9)$$

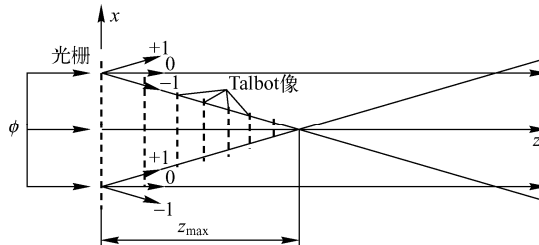


图 2-65 平行光照射时 Talbot 像变化情况

由图 2-65 可以看出，在某一距离 z_{\max} 后，衍射光 -1 级与 $+1$ 级将不再发生干涉。此时，Talbot 像将不再存在，由几何关系，可求得

$$z_{\max} = \phi d / (2\lambda) \quad (2.4-10)$$

式中, ϕ 为照明光束的直径。

1. 广义的 Talbot 效应

如图 2-66 所示, 光源 $S(r')$ 位于 (x_0, y_0) 平面, 振幅透过率为 $t(r')$ 的周期性物体位于 (x_1, y_1) 平面, (x_2, y_2) 为焦距为 f 的单薄透镜, (x_3, y_3) 为观察平面。为了讨论的一般性, 取坐标系为斜坐标系, z 轴垂直于 xy 平面, 而 x, y 轴沿物体的基本矢量取向, 夹角设为 γ 。

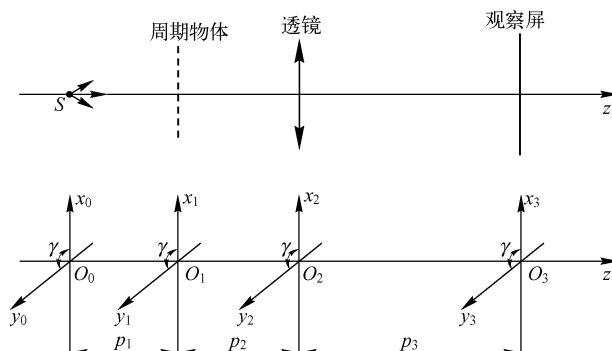


图 2-66 坐标视图

由菲涅耳-基尔霍夫衍射公式, 光从光源 $S(r')$ 传播到周期性物体所在的平面 (x_1, y_1) 前的复振幅分布为

$$\tilde{U}(x_1, y_1, 0_1^-) = \frac{1}{i\lambda\rho_1} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \rho_1\right] \iint_{\sigma_0} S(r_0) \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_1 - r_0)^2}{2\rho_1}\right] d\sigma_0 \quad (2.4-11)$$

光波通过周期性物体后的复振幅分布为

$$\begin{aligned} \tilde{U}(x_1, y_1, 0_1^+) &= \tilde{U}(x_1, y_1, 0_1^-) \cdot t(r_1) \\ &= \frac{1}{i\lambda\rho_1} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \rho_1\right] \cdot t(r_1) \iint_{\sigma_0} S(r_0) \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_1 - r_0)^2}{2\rho_1}\right] d\sigma_0 \end{aligned} \quad (2.4-12)$$

光波传播到薄透镜平面 (x_2, y_2) 时, 复振幅分布变成

$$\begin{aligned} \tilde{U}(x_2, y_2, 0_2^-) &= \frac{1}{i\lambda\rho_1\rho_2} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}(\rho_1 + \rho_2)\right] \iint_{\sigma_0} S(r_0) \iint_{\sigma_1} t(r_1) \times \\ &\quad \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_1 - r_0)^2}{2\rho_1}\right] \cdot \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_2 - r_1)^2}{2\rho_2}\right] d\sigma_1 d\sigma_0 \end{aligned} \quad (2.4-13)$$

焦距为 f 的单薄透镜的复振幅透过率为 $\exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{r_2^2}{2f}\right]$, 所以透镜后的光场复振幅分布为

$$\tilde{U}(x_2, y_2, 0_2^+) = \tilde{U}(x_2, y_2, 0_2^-) \cdot \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{r_2^2}{2f}\right] \quad (2.4-14)$$

再次应用菲涅耳-基尔霍夫衍射公式, 得到观察平面 (x_3, y_3) 上的光场复振幅分布为

$$\begin{aligned} \tilde{U}(x_3, y_3, 0_3) &= \frac{1}{i\lambda\rho_3} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \rho_3\right] \iint_{\sigma_2} \tilde{U}(x_2, y_2, 0_2^+) \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_3 - r_2)^2}{2\rho_3}\right] d\sigma_2 \\ &= l_0 \exp(i\phi_0) \iint_{\sigma_2} \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{r_2^2}{2f}\right] \cdot \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_3 - r_2)^2}{2\rho_3}\right] \times \left\{ \iint_{\sigma_1} t(r_1) \cdot \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(r_2 - r_1)^2}{2\rho_2}\right] \times \right. \end{aligned}$$

$$\left(\iint_{\sigma_0} S(\mathbf{r}_0) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)^2}{2\rho_1} \right] d\sigma_0 \right) d\sigma_1 \Bigg\} d\sigma_2 \quad (2.4-15)$$

式中, $l_0 = -\frac{1}{\lambda^2 \rho_1 \rho_2 \rho_3}$, $\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(\rho_1 + \rho_2 + \rho_3)$ 。

当光源为单色点光源, 且位于 (x_0, y_0) 平面的 \mathbf{r}_0' 处, 即 $S(\mathbf{r}_0) = \delta(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_0')$ 时, 则有

$$\tilde{U}(x_3, y_3, 0_3) = l_0 \exp(i\phi_0) \iint_{\sigma_1} t(\mathbf{r}_1) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0')^2}{2\rho_1} \right] W \cdot d\sigma_1 \quad (2.4-16)$$

$$W = \iint_{\sigma_2} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2}{2\rho_2} \right] \cdot \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\mathbf{r}_2^2}{2f} \right) \cdot \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2)^2}{2\rho_3} \right] d\sigma_2 \quad (2.4-17)$$

假设透镜和物体的口径为无限大, 则

$$W = l_1(A) \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda} \left[\frac{\mathbf{r}_1^2}{\rho_2} + \frac{\mathbf{r}_2^2}{\rho_3} - \frac{1}{A} \left(\frac{\mathbf{r}_1}{\rho_2} + \frac{\mathbf{r}_2}{\rho_3} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.4-18)$$

其中

$$A = \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_3} - \frac{1}{f} \quad (2.4-19)$$

式(2.4-16)可以简化为

$$\begin{aligned} U(x_3, y_3, 0_3) &= l_0 \exp(i\phi_0) \iint_{\sigma_1} t(\mathbf{r}_1) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)^2}{2\rho_1} \right] W \cdot d\sigma_1 \\ &= \{l \exp[i(\phi_0 + \phi_1)]\} t(\mathbf{R}) * \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda} B \mathbf{R}^2 \right] \end{aligned} \quad (2.4-20)$$

式中

$$l = l_0 l_1(A) = l(\rho_1, \rho_2, \rho_3, f) \quad (2.4-21)$$

$$B = \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{A\rho_2^2} \quad (2.4-22)$$

$$\phi_1 = \frac{\pi}{\lambda} \left[\frac{\mathbf{r}_0^2}{\rho_1} + \left(\frac{1}{\rho_3} - \frac{1}{A\rho_3^2} \right) \mathbf{r}_3^2 - \frac{1}{B} \left(\frac{\mathbf{r}_0}{\rho_1} + \frac{\mathbf{r}_3}{A\rho_2\rho_3} \right)^2 \right] \quad (2.4-23)$$

$$M = AB\rho_2\rho_3 \quad (2.4-24)$$

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_0}{B\rho_1} + \frac{\mathbf{r}_3}{M} \quad (2.4-25)$$

对于光源位于光轴上的一般情况, $\mathbf{r}_0 = 0$, 式(2.4-25)变为 $\mathbf{R} = \mathbf{r}_3 / M$, 可知, M 代表 Talbot 像的放大率。设平面周期性物体的两个基本单位矢量 \mathbf{a} 和 \mathbf{b} 的夹角为 θ , 构成矢量 $\mathbf{r}_1 = H\mathbf{a} + K\mathbf{b}$, (H, K 为整数)。则

$$t(\mathbf{r}_1) = t_0(\mathbf{r}_1) * \text{comb}(\mathbf{r}_1) = t_0(\mathbf{r}_1) * \sum_{H \rightarrow -\infty}^{\infty} \sum_{K \rightarrow -\infty}^{+\infty} \delta(x_1 - H\mathbf{a}) \delta(y_1 - K\mathbf{b}) \quad (2.4-26)$$

式中, $t_0(\mathbf{r}_1)$ 为基本矢量构成的元面(面积为 S)的振幅透射率, $\varphi(\mathbf{r}_1)$ 为梳状函数。 $t(\mathbf{r}_1)$ 也可以表示为另一种形式

$$t(\mathbf{r}_1) = t_0(\mathbf{r}_1) * \varphi(\mathbf{r}_1) = t_0(\mathbf{r}_1) * \left\{ \frac{1}{S} \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \exp \left[-i2\pi \left(\frac{hx_1}{a} + \frac{ky_1}{b} \right) \right] \right\} \quad (2.4-27)$$

将式(2.4-25)代入式(2.4-20)得到

$$\tilde{U}(x_3, y_3, 0_3) = \{l \exp[i(\psi_0 + \phi_0)]\} \cdot t_0(\mathbf{R}) * \Delta\varphi(\mathbf{R}) \quad (2.4-28)$$

式中, $\Delta\varphi(\mathbf{R})$ 为周期函数, 有

$$\Delta\varphi(\mathbf{R}) = \varphi(\mathbf{R}) * \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda}B\mathbf{R}^2\right] \quad (2.4-29)$$

设基本矢量为 \mathbf{a} 、 \mathbf{b} 、 \mathbf{c} (\mathbf{c} 可任取) 的斜交坐标系空间 xyz 中的 xy 平面为 \mathbf{R} 所在的平面, 而 \mathbf{R}^* 为其倒易坐标空间 $x^*y^*z^*$ 中的 x^*y^* 平面上的一个矢量, 倒易基本矢量为 \mathbf{a}^* 、 \mathbf{b}^* 、 \mathbf{c}^* 。那么有 $\mathbf{R} = H\mathbf{a} + K\mathbf{b} = Xe_a + Ye_b$ (\mathbf{e}_a , \mathbf{e}_b 为单位矢量), $\mathbf{R}^* = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^*$ (H, K, h, k 为整数)。

如图 2-67 所示, XYZ 为斜交坐标空间, 其中 $Oz \perp xOy$ 平面, x, y 轴斜交成 ν 角, 基本矢量为 \mathbf{a} 、 \mathbf{b} 、 \mathbf{c} 。假设其倒易基本矢量为 \mathbf{a}^* 、 \mathbf{b}^* 、 \mathbf{c}^* , 倒易坐标空间为 $x^*y^*z^*$, 那么有

$$\mathbf{a}^* = \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{c}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})} = \frac{|\mathbf{b}||\mathbf{c}|\sin\nu \cdot \mathbf{e}_a^*}{|\mathbf{a}||\mathbf{b}||\mathbf{c}|\sin\nu\cos(90^\circ - \nu)} = \frac{\mathbf{e}_a^*}{a\sin\nu} \quad (2.4-30)$$

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{c} \times \mathbf{a}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})} = \frac{\mathbf{e}_b^*}{b\sin\nu} \quad (2.4-31)$$

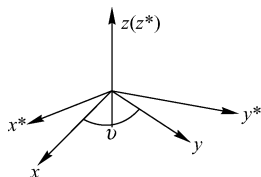


图 2-67 互易坐标图

式中, \mathbf{e}_a^* 和 \mathbf{e}_b^* 分别为 \mathbf{a}^* 和 \mathbf{b}^* 的单位矢量。 xy 和 x^*y^* 平面上的矢量可分别表示成 $\mathbf{r} = H\mathbf{a} + K\mathbf{b}$, $\mathbf{r}^* = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^*$ 。傅里叶变换可以写成

$$T(\mathbf{r}^*) = \iint_{-\infty}^{+\infty} t(\mathbf{r}) \cdot \exp[i2\pi\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}^*] d\sigma \quad (2.4-32)$$

$$t(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} T(\mathbf{r}^*) \exp[-i2\pi\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}^*] d\sigma^* \quad (2.4-33)$$

式(2.4-29)由卷积的性质有

$$\begin{aligned} D_n = \mathcal{F}^{-1}[\Delta\phi(\mathbf{R})] &= \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{S} \sum_{H=-\infty}^{+\infty} \sum_{K=-\infty}^{+\infty} \delta(\mathbf{x} - H\mathbf{a}) \delta(\mathbf{y} - K\mathbf{b}) \exp(i2\pi\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^*) d\sigma \right] \times \\ &\quad \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(i\frac{\pi}{\lambda}B\mathbf{R}^2\right) \exp(i2\pi\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^*) d\sigma \right] \\ &= \frac{1}{S} \cdot \frac{i\lambda}{B} \exp\left[-i\frac{\pi\lambda}{B}\mathbf{R}^{*2}\right] \\ &= \frac{i\lambda}{S \cdot B} \exp\left[-i\frac{\pi\lambda}{B}(h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^*)^2\right] \end{aligned} \quad (2.4-34)$$

因为 $\Delta\phi(\mathbf{R})$ 是周期函数, 所以可以展开成级数

$$\Delta\phi(\mathbf{R}) = \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} D_n e^{i2\pi\left(\frac{hx}{a} + \frac{ky}{b}\right)} = \frac{i\lambda}{S \cdot B} \sum_{h=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} F(h, k) \cdot e^{-i2\pi\left(\frac{hx}{a} + \frac{ky}{b}\right)} \quad (2.4-35)$$

$$\text{其中} \quad F(h, k) = \exp\left[-i\frac{\pi\lambda}{B}(h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^*)^2\right] \quad (2.4-36)$$

比较式(2.4-29)和式(2.4-35)可以看出, 当 $\Delta\phi(\mathbf{R})$ 与 $\varphi(\mathbf{R})$ 有相似的函数分布时, 像的复振幅分布与物的复振幅相似; 而 $\Delta\phi(\mathbf{R})$ 与 $\varphi(\mathbf{R})$ 相似的条件是, 对所有的 h 和 k , $F(h, k) = \pm 1$ 成立, 这样得到

$$\frac{1}{B} = \frac{n}{\lambda} (h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^*)^{-2} \quad (2.4-37)$$

式中, n 为对某一 B 和任意的整数 h 及 k 使上式成立的整数。 $F(h, k) = \pm 1$ 对应于物体的正负像。

令 $R_a a = R_b b$, R_a 和 R_b 为使该式成立的最小整数, 由于

$$\begin{aligned} (h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^*)^2 &= h^2 \mathbf{a}^* \cdot \mathbf{a}^* + 2hk \mathbf{a}^* \cdot \mathbf{b}^* + k^2 \mathbf{b}^* \cdot \mathbf{b}^* \\ &= h^2 \frac{\mathbf{e}_a^* \cdot \mathbf{e}_a^*}{(a\sin\nu)^2} + 2hk \frac{\mathbf{e}_a^* \cdot \mathbf{e}_b^*}{ab\sin^2\nu} + k^2 \frac{\mathbf{e}_b^* \cdot \mathbf{e}_b^*}{(b\sin\nu)^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\sin^2 \nu} \left[\frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + 2hk \frac{(-\cos \nu)}{ab} \right] \\
&= \frac{R_a^2 h^2 + R_b^2 k^2 - 2hk R_a R_b \cos \nu}{R_a R_b ab \sin^2 \nu}
\end{aligned} \tag{2.4-38}$$

故式(2.4-35)可以表示为

$$\frac{1}{B} = \frac{n}{\lambda} \cdot \frac{R_a R_b ab \sin^2 \nu}{R_a^2 h^2 + R_b^2 k^2 - 2R_a R_b hk \cos \nu} \tag{2.4-39}$$

上式是一个复杂的多值方程，当 $L = 2R_a R_b \cos \nu$ 为一个整数时，那么这种情况的广义 Talbot 成像条件可以简洁地表示为

$$\frac{1}{B} = m \frac{\Omega ab}{2\lambda} \quad m = 0, 1, 2, \dots \tag{2.4-40}$$

式中， $\Omega = 2R_a R_b \sin^2 \nu$ 。由上式可以看出

- 对于正方形网状光栅， $a = b$ ， $\nu = 90^\circ$

$$\frac{1}{B} = \frac{ma^2}{\lambda} \quad m = 0, 1, 2, \dots \tag{2.4-41}$$

- 对于正六角型网状光栅， $a = b$ ， $\nu = 120^\circ$

$$\frac{1}{B} = \frac{3ma^2}{4\lambda} \quad m = 0, 1, 2, \dots \tag{2.4-42}$$

- 对于一维物体，Talbot 成像条件为，对所有的整数 h ， $F(h) = \pm 1$ 成立，即

$$\frac{1}{B} = \frac{ma^2}{\lambda} \quad m = 0, 1, 2, \dots \tag{2.4-43}$$

讨论：

(1) 几何成像。令 $m = 0$ ，得 $B \rightarrow \infty$ ， $A = 0$ ，以及像距公式 $\frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_3} = \frac{1}{f}$ ， $M = -\frac{\rho_3}{\rho_2}$ ，这两个公式就是几何光学中的高斯成像公式和垂轴放大率公式。几何成像可以看作是广义成像的一种特殊情况。

(2) 有透镜时平行光照明。这种情况下可以看作 $\rho_1 = \infty$ ，由式(2.4-19)和式(2.4-22)可得 $B = \frac{f - \rho_3}{(f - \rho_3)\rho_2 + f\rho_3}$ ， $M = 1 - \frac{\rho_3}{f}$ 。显然像的放大率与像的位置与透镜的焦距有关，Talbot 距离不是等间距的。

(3) 无透镜时平行光照明。这种情况下 $\rho_1 = f$ ， $\rho_2 = 0$ ，可得 $B = 1/\rho_3$ ，Talbot 像距公式 $\rho_3 = \frac{1}{B} = \frac{n}{\lambda} (ha + kb)^{-2}$ ， $M = 1$ 。可以看出这种情况下，像与物有相同的周期，且 Talbot 距离是等间距的。这就是平面波照明时的 Talbot 效应。

(4) 球面波照明时的 Talbot 效应。这种情况相当于 $f = \infty$ ，如果令 $p = \rho_1$ ， $q = \rho_2 + \rho_3$ ，则可得到 Talbot 成像公式 $\frac{q}{M} = \frac{1}{B} = \frac{n}{\lambda} (ha^* + kb^*)^{-2}$ ， $M = 1 + \frac{q}{p}$ 。可以看出 Talbot 像相当于物在 Talbot 距离处的几何投影。

2. 分数 Talbot 效应

分数 Talbot 效应，顾名思义，就是在 Talbot 距离的分数倍(比如 $1/2$, $1/3$, \dots)位置所产生的效应。假设沿 z 方向传播的波数为 $k = 2\pi/\lambda$ 的平面波穿过一个周期沿 x 方向变化的光栅，光栅的周期为 a ，Talbot 距离为 z_t ($z_t = a^2/\lambda$)，采用与坐标无关的归一化坐标 ξ 和 ζ 且

$$\xi = x/a \tag{2.4-44}$$

$$\zeta = z/z_t = z\lambda/a^2 \tag{2.4-45}$$

假设 $g(\xi)$ 为光栅在一个周期单元 ($|x| < a/2$) 的透射函数; 设光栅为一个缝宽为 $a/2$ 的 Ronchi 光栅, 则

$$\begin{cases} g(\xi) = 1, & |\xi| \leq 1/4 \\ g(\xi) = 0, & |\xi| > 1/4 \end{cases} \quad (2.4-46)$$

忽略偏振效应在光栅后的点 (ξ, ς) 的标量波为

$$\phi(\xi, \varsigma) = \int_{-1/2}^{1/2} g(\xi') \varphi_{\text{comb}}(\xi - \xi', \varsigma) d\xi' \quad (2.4-47)$$

上式中的梳状函数可以确切地表示成一个衍射波的叠加

$$\varphi_{\text{comb}}(\xi, \varsigma) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(2\pi i n \xi) \exp \left\{ 2\pi i \varsigma \left(\frac{a}{\lambda} \right) \left[1 - \left(\frac{n\lambda}{a} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.4-48)$$

$$\text{由上两式可以得到} \quad \phi(\xi, \varsigma) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n \exp(2\pi i n \xi) \exp \left\{ 2\pi i \varsigma \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{n\lambda}{a} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.4-49)$$

g_n 是透射函数的第 n 阶傅里叶变换系数, 即

$$g_n = \int_{-1/2}^{1/2} g(\xi) \exp(-2\pi i n \xi) d\xi \quad (2.4-50)$$

例如, 对于式 (2.4-46) 的 Ronchi 光栅

$$g_0 = \frac{1}{2}, \quad g_{n=2k+1} = \frac{(-1)^k}{\pi(2k+1)} \quad (2.4-51)$$

傍轴近似并将式 (2.4-48) 中的根号用泰勒展开, 得到

$$\varphi_{\text{comb}}(\xi, \varsigma) \approx \exp(ikz) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(2\pi i \xi n - i\pi \varsigma \cdot n^2) = \exp(ikz) \varphi_p(\xi, \varsigma) \quad (2.4-52)$$

其中

$$\varphi_p(\xi, \varsigma) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(2\pi i n \xi - i\pi \varsigma \cdot n^2) \quad (2.4-53)$$

对于任意的光栅, 傍轴近似并忽略相位因子 $\exp(ikz)$, 式 (2.4-49) 可以表示为

$$\phi_p(\xi, \varsigma) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n \exp(i2\pi \xi n - i\pi \varsigma \cdot n^2) \quad (2.4-54)$$

当 $\varsigma = 0$ 时, 可得

$$\varphi_p(\xi, 0) = \varphi_{\text{comb}}(\xi, 0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(i2\pi \xi n) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(\xi - m) \quad (2.4-55)$$

分数 Talbot 效应发生在 $z = \frac{p}{q} z_i$, 即 $\varsigma = \frac{p}{q}$, 假设 $\frac{p}{q}$ 为不可约分数。将式 (2.4-52) 中的 n 以 q 为一个单位分开, 即令

$$n = ql + s, \quad -\infty < l < +\infty, \quad 1 \leq s \leq q \quad (2.4-56)$$

式 (2.4-53) 可以表示成

$$\varphi_p\left(\xi, \frac{p}{q}\right) = \sum_{s=1}^q \exp\left[i\pi\left(2s\xi - \frac{p}{q}s^2\right)\right] \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \exp\left[i\pi(2lq\xi - l^2qp - 2lsp)\right] \quad (2.4-57)$$

因为 $\exp(-i2\pi l s p) = 1$, $\exp(-i\pi l^2 q p) = (-1)^{l q p} = (-1)^{l q p} = \exp(-i\pi l q e_p)$, 当 p 是偶数时, $e_p = 0$; p 是奇数时, $e_p = 1$ 。故式 (2.4-57) 可以表示成

$$\varphi_p\left(\xi, \frac{p}{q}\right) = \frac{1}{q^{1/2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A(n; q, p) \delta\left(\xi' - \frac{n}{q}\right) \quad (2.4-58)$$

其中

$$\xi' = \xi - \frac{1}{2} e_p$$

$$A(n; q, p) = \frac{1}{q^{1/2}} \sum_{s=1}^q \exp \left\{ i \frac{\pi}{q} \left[2s \left(n + \frac{1}{2} q e_p \right) - p s^2 \right] \right\} \quad (2.4-59)$$

可以证明, $|A(n; q, p)|^2 = 1$, 即令

$$A(n; q, p) = \exp[i\Phi(n; q, p)] \quad (2.4-60)$$

所以可以得到一个一般表达式, 即光栅后的傍轴光波的传播表达式

$$\phi_p \left(\xi, \frac{p}{q} \right) = \frac{1}{q^{1/2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g \left(\xi' - \frac{n}{q} \right) \exp[i\Phi(n; q, p)] \quad (2.4-61)$$

上式便是反映分数 Talbot 效应的物理意义的基本表达式。可以看出, 在距离每个单元 $\zeta = p/q$ 后的平面上, 会以原来狭缝 $1/q$ 的间距和 $1/q$ 的光强再现光栅狭缝的图像。如果 p 是偶数, 那么 $n=0$ 的图像在 $\xi=0$ 的位置, 如果 p 是奇数, 那么 $n=0$ 的图像有个侧向的移动在 $\xi=1/2$ 的位置。如图 2-68 所示为数值计算模拟的在任意位置的分数 Talbot 效应。

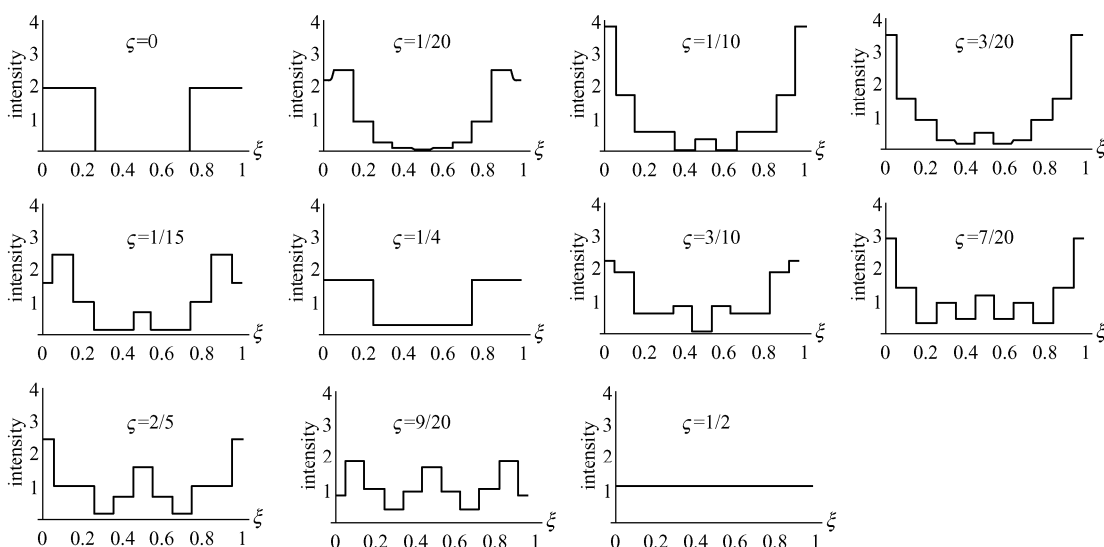


图 2-68 Ronchi 光栅的分数 Talbot 效应垂直传播方向的光强分布

Paul Latimer 和 Randy F.Crouse 采用多缝干涉的方法解释了 Talbot 效应, 如图 2-69 所示为沿传播方向和栅线垂直方向的截面图。图 2-69 中, 横坐标的数值为 n , 即 $z_t = n \frac{a^2}{\lambda}$ 中的系数; 横坐标为光波传播方向, 单位为半 Talbot 距离; 纵坐标为光栅平面垂直于光栅栅线方向。

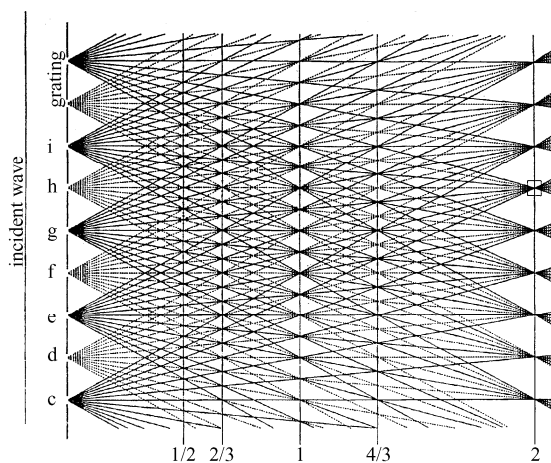


图 2-69 Talbot 效应原理简图

2.4.2 Talbot 效应的应用

从 1836 年 Talbot 效应发现至今，特别是随着激光技术、光学阵列元件越来越广泛地使用，Talbot 效应在各个领域的应用越来越广泛。

1. Talbot 效应在相位测量中的应用

如图 2-70 所示，物体位于两光栅之间，光栅 G_1 和 G_2 有相同的周期，用平行光照射光栅，当相位物体不均匀时，会引起观察屏上的莫尔条纹的畸变，通过对莫尔条纹的分析处理，可以分析物体相位的不均匀情况，或者在外界作用下物体的相位的变化情况。采用 Talbot 效应莫尔条纹技术还可以测量光源的准直性，其原理图如图 2-71 所示。

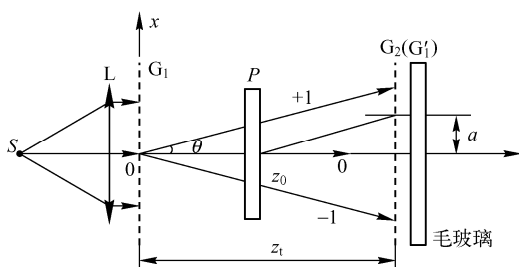


图 2-70 使用 Talbot 效应测量相位原理图

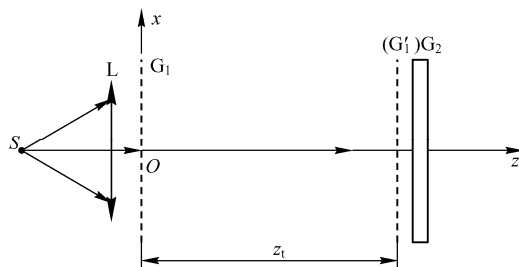


图 2-71 Talbot 光源准直性的测量原理图

当两个光栅的栅线的夹角为零时，如果入射到第一块光栅上的为平行光，那么毛玻璃上将看不到莫尔条纹；如果光束不准直，则会在毛玻璃上看到莫尔条纹；准直性越差，莫尔条纹越密，莫尔条纹的角度变化越大。这种方法同时还可以用来校准准直透镜 L 的位置。采用类似的方法也可以对透镜的焦距或者表面的曲率进行测量，如绪论中所述。

2. Talbot 效应原理在阵列照明器中的应用

阵列照明器是将入射光束分割成阵列微光束的光学器件。阵列照明器在光通信、光计算和混合光电处理等领域有非常广泛的应用。Lohmann 首先提出了 Talbot 阵列照明器，即利用相位光栅的 Talbot 效应或者分数 Talbot 效应，产生阵列光的 Talbot 照明器。

相位光栅的衍射效率高，常用在阵列照明器中。如图 2-72 所示，平行光经过相位光栅后，在光栅后 Talbot 距离或者分数 Talbot 距离处，会出现光栅的 Talbot 像或分数 Talbot 像，即产生阵列的光强分布，如图 2-73 所示。

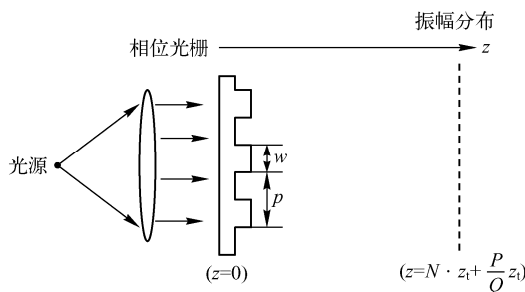


图 2-72 采用相位光栅的 Talbot 阵列照明器原理图

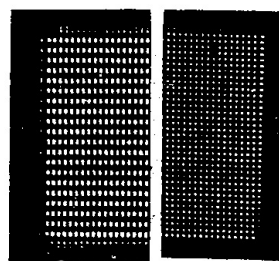


图 2-73 在不同分数 Talbot 距离处产生的光栅 Talbot 像阵列

采用 Talbot 效应原理产生阵列照明器具有设备简单，只需要制作一个相位光栅；根据需要选择分数 Talbot 距离或者设计不同的相位分布，可获得不同压缩比的阵列照明效果；而且这种

方法产生阵列照明器光能量损失非常小。同样采用 Talbot 效应原理,也可以制作 Talbot 分束器。根据需要输出的光场分布,设计出光栅(也叫 Talbot 光栅)的结构,可以得到低损耗的等比例的多束光输出。

3. Talbot 效应在光脉冲倍频和压缩中的应用

(1) 光脉冲的倍频

从瞬态分数 Talbot 效应原理可以看到,它具有使光脉冲倍频的效果,如图 2-74 所示。

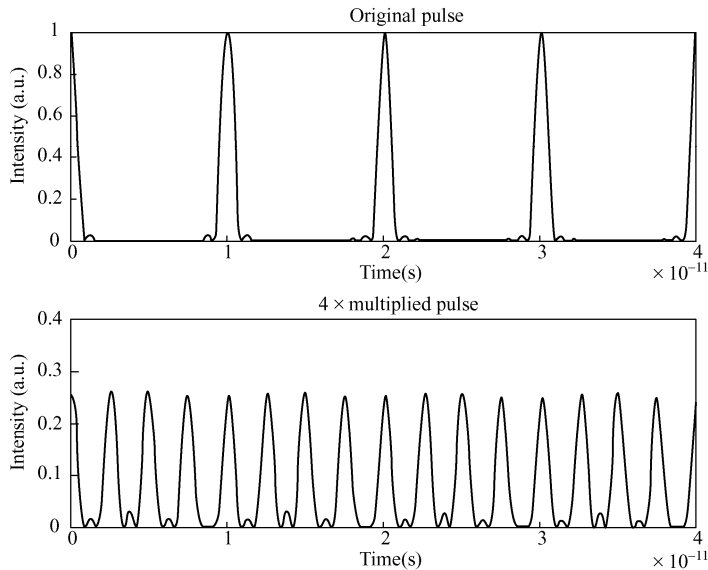


图 2-74 分数瞬态 Talbot 效应倍频光脉冲

采用这种方法倍频光脉冲,光能的损失很小,倍频效率很高。

(2) 光脉冲的倍频压缩

常用的脉冲压缩方法是,通过二次相位调制,让脉冲通过一段距离的色散介质的传播,脉冲由原来的 τ_0 变成 τ_c ,从而达到脉冲压缩的目的(见图 2-75(a)和(b))。

采用分数时间 Talbot 方法压缩脉冲如图 2-75(c)和(d)。原始的脉冲以 T/M 时间间隔被复制 $M-1$ 个,这样原来的单个脉冲变成了由 M 个脉冲组成的序列,如图 2-75(c)所示。

由 Talbot 效应原理,所有脉冲叠加后就变成了图(d)中的输出序列。采用这种方法不仅可以压缩单个的脉冲,而且还可以使得脉冲序列的频率增加(见图 2-75(c)和(d))。

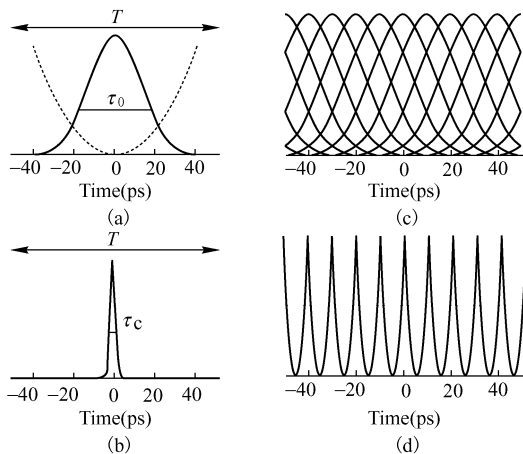


图 2-75 脉冲压缩原理图

4. Talbot 腔的应用

作为外腔锁相技术的应用,在对二维面锁模激光阵列的研究中,采用 Talbot 腔的锁模技术比较受到重视,如图 2-76 所示,其中图(a)为激光器阵列和反射镜构成的 Talbot 腔,图(b)为传输等价图。

设 T 为阵列单元的周期,当

$$2z = 2m \frac{T^2}{\lambda} \quad (2.4-62)$$

时, m 为正整数, 腔内产生同向模。当

$$2z = m \frac{T^2}{\lambda} \quad (2.4-63)$$

时, m 为正奇数, Talbot 腔内产生反向模。

用于二维半导体激光器阵列锁相的外 Talbot 腔结构, 如图 2-77 所示, Talbot 腔由 1 个增益阵列、1 个 GaP 聚焦微透镜阵列、1 个液晶阵列和 1 个距增益阵列 $1/4$ 倍 Talbot 距离的反射镜组成。每个增益阵列的内部有 1 个反射镜, 通过外部的反馈来发出激光。微透镜阵列用来调整近场的填充因子, 以使元件间的耦合更强烈。通过 1 个相位传感和控制系统来调整液晶阵列的相位, 以便对每个增益元件进行相位校准。

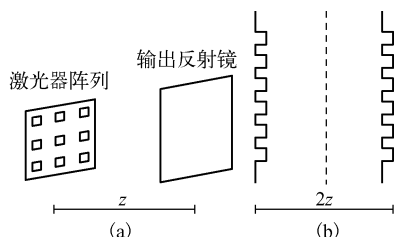


图 2-76 Talbot 腔原理图

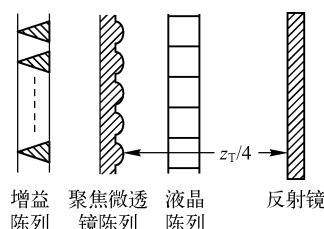


图 2-77 带有相位补偿板的 Talbot 腔结构

采用上述的 Talbot 腔, 可以将由多个激光器单元组成的阵列发出的光耦合后整体输出, 获得高功率和单一输出模式的激光。

近年来, Talbot 效应在光通信方面的应用越来越多。国外有报道利用 Talbot 效应激发光孤子的研究。总之, 随着激光技术和微光学技术的飞速发展, 半导体激光阵列和阵列微光学器件的广泛使用, Talbot 效应必会应用到越来越多的领域中去。

2.5 莫尔条纹技术

2.5.1 条纹形成原理

“莫尔(Moire)”一词最早源于法国, 在法文里是指水波纹或云纹花样。200 年前法国丝绸工人发现, 当薄的两层丝绸重叠在一起并做相对运动时, 则形成一种飘动的水波纹花样, 当时把这种花样叫做莫尔条纹(Moire Fringe)。这种现象在日常生活中也经常看到, 例如两层窗纱或两层帐子布重叠时, 就能看到这种现象。

工程上应用的莫尔条纹, 一般由两块等间隔排列的直线族或曲线族(计量光栅)叠合时产生。早在 1874 年, 瑞利就认识到莫尔条纹的科学价值, 并利用它来检测光栅刻线间隔的均匀性。但具体应用直到 20 世纪 50 年代才开始。英国国立物理研究所(N.P.L)提出了制造大尺寸、细节距光栅的实用方法, 以及英国人吉尔德(Guild)对交叉衍射光栅做了详尽研究, 使莫尔条纹技术进入实用阶段。莫尔技术得到广泛应用是在 20 世纪 60 年代中期以后, 主要有两个原因: 一是采用照相工艺制造黑白相间的计量光栅, 突破了精密光栅的廉价和成批制造的限制。二是发展了莫尔信号的电子细分技术, 使分辨率及精度能够适应现代精密计量的要求。今天莫尔计测法不仅在机床和仪器行业中广泛应用, 而且还扩展到自动跟踪、轨迹控制、变形测试、物体轮廓测试等方面。

莫尔条纹形成的原理, 有几种不同的解释方法, 一种是基于遮光阴影原理, 这是按照重叠

线条交点的轨迹来表示莫尔条纹的亮度分布的。另一种是应用衍射干涉原理，认为由条纹构成的新亮度分布，可按衍射波之间的干涉结果来描述。亦有用傅氏变换原理来解释的，认为所形成的莫尔条纹是由低于光栅频率的空间频率项所组成的。本书利用衍射干涉的原理进行解析。

2.5.2 衍射干涉原理

一对光栅的衍射情况要比单光栅时复杂，因为 G_1 栅的每一级衍射光都将入射到 G_2 栅，并被 G_2 栅按照光栅方程式规定的方向再衍射为 m 级分量。这样，总共有 $n \cdot m$ 束可能的衍射分量离开光栅副。如果两栅完全一样，则衍射分量总数为 n^2 ，且沿 n 个方向传播，即每一方向上包含着 n 个分量波。为讨论方便，有必要为通过两栅的每一路光编上序号。并引用综合衍射级的概念，编号规则为在括号里注明各路光束在两栅上的衍射级序， G_1 栅的级序 n 标在前， G_2 栅上的级序 m 标在后，并叫做 (n, m) 级序。例如， $(-1, 0)$ 光束，表示 G_1 栅的 -1 级衍射入射到 G_2 栅时所产生的零级光束； $(2, -3)$ 光束，表示 G_1 栅的 2 级衍射入射到 G_2 栅时产生的 -3 级光束。

由光栅副出射的每一束光的两个相应级序的代数和 $(n + m)$ ，称为该分量的综合衍射级 q (简称综合级序)。如果两栅节距 P 相等，叠放时又不存在线纹交叉角 θ (图 2-78)，则可以证明，综合级序相同的所有分量将有相同的传播方向，或者说，沿同一方向衍射的各级序光束，其综合级序必定相等。我们把具有同一 q 值的所有衍射分量称为 q “级组”或“级群”，它们的方向角可由光栅方程确定，只须把方程中的级序 n 换成综合级序 q 即可。如图 2-79 所示，对于 $(-1, 2)$ 、 $(0, 1)$ 、 $(1, 0)$ 、 $(2, -1)$ 四束光，其综合级序均为 $q = 1$ ，因此称之为 1 级组；而对于 $(1, -1)$ 、 $(0, 0)$ 、 $(-1, 1)$ 等光束，以及 $(1, -2)$ 、 $(0, -1)$ 、 $(-1, 0)$ 等光束，均以其综合序数值分别叫做零级组和 -1 级组。显然，光栅副出射的每一级组都包含 n 个分量波，它们虽然方向相同，但却来自两栅的不同衍射序列，亦即具有不同的幅度和相位。因此，当用适当的光学系统把这些分量会聚到一点时，将产生复杂的相干现象，合成波的振幅、周期和分布规律将取决于光场中每一点上各分量波的振幅及相位。

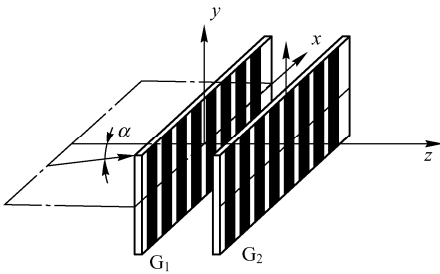


图 2-78 光栅副配置图

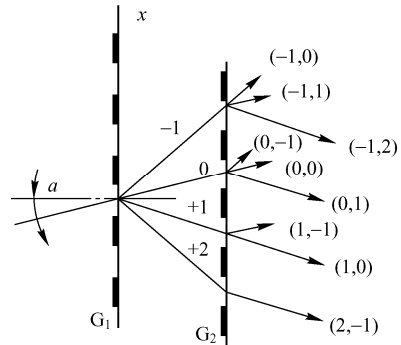


图 2-79 光栅副的衍射波列

现考虑光栅副中任意两路光，一路为 (n, m) ，另一路为 $(n + c, m + d)$ ，令它们的衍射角分别为 β_n, β_m 和 β_{n+c}, β_{m+d} ，若要求同方向传播，则其综合级序之间的关系为

$$\sin \beta_m = \frac{m}{P_2} \lambda + \left(\frac{n}{P_1} \lambda + \sin \alpha_n \right) = \left(\frac{m}{P_2} + \frac{n}{P_1} \right) \lambda + \sin \alpha_n \quad (2.5-1)$$

$$\begin{aligned} \sin \beta_{m+d} &= \frac{m+d}{P_2} \lambda + \sin \alpha_{m+d} = \frac{m+d}{P_2} \lambda + \left(\frac{n+c}{P_1} \lambda + \sin \alpha_n \right) \\ &= \left(\frac{m}{P_2} + \frac{n}{P_1} \right) \lambda + \sin \alpha_n + \left(\frac{d}{P_2} + \frac{c}{P_1} \right) \lambda \end{aligned} \quad (2.5-2)$$

要满足 $\beta_m = \beta_{m+d}$ 的条件, 应使关系式 $(d/P_2) + (c/P_1) = 0$, 或 $d = -c(P_2/P_1)$ 。显然, 当 $P_1 = P_2$ 时, 同方向出射的任意两路光的衍射序列为 (n, m) 与 $(n+c, m-c)$, 它们的综合级序均为 $(n+m)$ 。这就证明了同一级组的各分量具有相同的衍射方向。

两栅节距不等时, 设 $P_2 = MP_1$, 则与参考光 (n, m) 平行的光束其衍射序列为 $(n+c, m-cM)$, 或者其综合级序 q' 满足

$$q' = (n+m) + c(1-M) = q + c(1-M) \quad (2.5-3)$$

由于级序恒为整数, 因而栅距比值 M 通常也取整数值。式 (2.5-3) 表示, 在相同的衍射方向上, 同样的与光栅副平行的背景距离内, 衍射方向平行的衍射光线的个数变成了之前的 M 倍。也就是说, 通过减小光栅副中一个光栅的节距, 在莫尔条纹背景上, 可将单位长度内的莫尔条纹个数倍增。这种细栅在前而粗栅在后的光栅副, 因其灵敏度比等距光栅副时成倍地提高, 所以被称为莫尔条纹倍增器。应用条纹倍增技术时, 出于提高信号对比度的考虑, 入射角 α 不宜任意取值, 而是按照能使细栅法线平分两个主衍射级之间夹角的原则确定。例如, 细栅主衍射级取为 0 和 1 时, 入射角 α_n 满足 $\sin \alpha_n = -\lambda/2P_1$ 。若以 $(0, m)$ 系列和 $(1, m')$ 系列中与光轴平行的两路出射光作为参考光束 (即基波), 根据光栅方程 $\sin \beta_m = [(n/P_1) + (m/P_2)]\lambda + \sin \alpha_n$, 有

$$\left(\frac{0}{P_1} + \frac{m}{P_2}\right)\lambda - \frac{1}{2}\frac{\lambda}{P_1} = 0 \quad (2.5-4)$$

$$\left(\frac{1}{P_1} + \frac{m'}{P_2}\right)\lambda - \frac{1}{2}\frac{\lambda}{P_1} = 0 \quad (2.5-5)$$

由此求得 $m = +M/2$, $m' = -M/2$ 。于是, 平行于光轴的基波系列为 $[0, +(M/2)]$ 和 $[1, -(M/2)]$ 。现以 $M=6$ 为例, 沿光轴方向出射的光束包括两路基波 $(0, +3)$ 和 $(1, -3)$, 以及若干谐波 $(-2, 15)$ 、 $(-1, 9)$ 和 $(+2, -9)$ 等; 对应的波列图如图 2-80 所示, 可使莫尔条纹的放大因子提高到等节距时的 6 倍。

2.5.3 莫尔条纹的特点

(1) 条纹把位移放大

上面已经介绍, 以微小角度 θ 叠合的两块光栅得到的是横向条纹, 这种莫尔条纹是位移测量的基准。由于 $W = P/\theta$, 因此条纹放大 $1/\theta$ 倍, 就是说光栅副起到一个高质量的可调前置放大器的作用。它可将微小位移变化合理放大, 获得信噪比很大的稳定输出。由于条纹宽度比光栅节距放大了几百倍, 所以有可能在一个条纹间隔内安放细分读数装置, 以读取位移的分度值, 即进行细分。

(2) 误差的平均效应

光电接收元件接收的信号, 是进入视场的光栅数 N 的叠加平均的结果。而一般进入视场的光栅线条有几十线对甚至上千线对, 这样光电元件接收的信号是这些线条的平均结果。因此当光栅有局部误差时, 由于平均效应, 使光栅缺陷或局部误差对测量精度的影响大大减小, 大致的关系是

$$\bar{\delta} = \pm \delta / \sqrt{N} \quad (2.5-6)$$

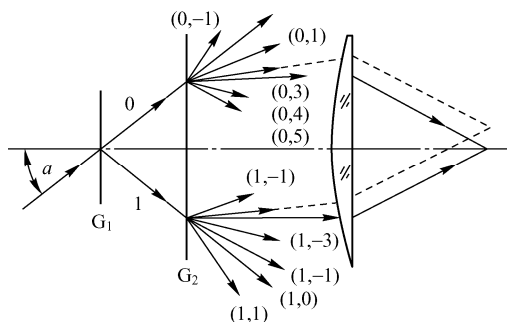


图 2-80 $M=6$ 的光栅副波列图

式中, $\bar{\delta}$ 为平均误差; δ 为光栅的局部误差; N 为读数视场中的光栅线数。

式(2.5-6)说明, 通过平均效应可以减小局部误差的影响。这样光栅的局部误差, 如个别断级, 以及小范围内小片断线等, 通过平均作用使其影响大大减小。莫尔条纹这一特点不但减小了光栅误差的影响, 同时也使光栅的信号更稳定。光栅的平均效应原理不但应用于光栅计量方面, 而且还可以应用平均原理来制造更高精度的光栅, 这就是光栅的优生法。

(3) 光栅信号与位移的对应关系

光栅副中任一光栅沿横向(垂直于线纹方向)移动时, 莫尔条纹就沿垂直方向移动, 而且移过的条纹数与栅距是一一对应的。即光栅移动一个栅距, 莫尔条纹就移动一个条纹宽度 W , 所以只要测出了莫尔条纹移动的数目, 也就知道了光栅移动的距离。这种严格的线性关系就是用莫尔条纹进行长度与角度测量的原理。

(4) 信号波形的正弦性

莫尔条纹光场的亮度分布符合正弦规律, 经由光电元件转换之后, 如果接收狭缝比条纹宽度窄得多, 则输出信号的瞬时波形也和莫尔条纹的亮度分布一样, 非常接近于正弦波。由于亮度没有负值(极限为零), 因此光电元件所取得的信号总是叠加在一个平均信号之上(平均信号反映了平均亮度, 即背景)。所以, 经光电元件转换后, 形成了带有平均电压的交变信号, 如图 2-81 所示。

在图 2-81 中, V_{cp} 为平均输出电压, 通常叫做直流分量或共模电压; V_{pp} 是信号峰间电压(峰峰值), 又叫交流分量, 这样就把输出波形分成交流和直流两个分量, 有用的信号是在无用的平均电平上变化。

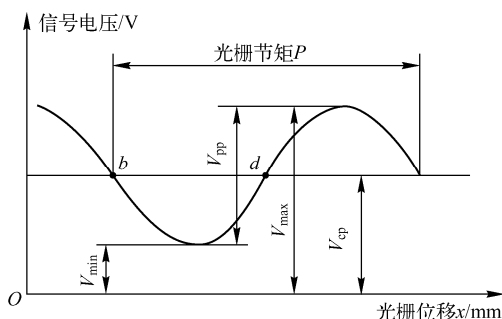


图 2-81 莫尔光电信号

(5) 共模漂移

光栅的平均背景引起共模电压, 而光栅全长上透光量并非处处相同, 工作期间光源的亮度也难保持不变(光源衰老、灯压变化等因素引起), 这样, 在光栅不同位置上, 将有不同的平均背景, 于是产生共模漂移。

共模及共模漂移都会影响光栅系统的工作性能。在信号曲线上, 只有与 V_{cp} 相交的那些点(图 2-81 中的 b 和 d 称过零点)灵敏度最高, 稳定性最好, 因此作为对准定位和触发脉冲等用途的工作点。幅度调制系统的细分也是以这些过零点为依据的。如果共模电压相对较大, 那么系统(指工作点)是不稳定的, 如有共模漂移, 即实际工作点就会偏离过零点, 由此引起脉冲间隔的变化。容许的漂移值应由插补系数或定位精度确定。

(6) 反差

光电信号的反差(即衬度), 常用调制系数 K_0 、调制度 M_d 或对比度 C 来评价(见图 2-81)。有

$$K_c = \frac{V_{pp}}{V_{cp}} = 2 \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max} + V_{\min}} \quad (2.5-7)$$

$$M_d = \frac{V}{V_{cp}} = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max} + V_{\min}} \quad (2.5-8)$$

$$C = V_{\max} / V_{\min} \quad (2.5-9)$$

从以上三式中可知, 当 $V_{\min} \rightarrow 0$ 时, 反差达到理论极限, 这时 $K_c \rightarrow 2$, $M_d \rightarrow 1$, $C \rightarrow \infty$, 这种情况称为全对比。实际上由于各种因素的影响, 得不到全对比的莫尔信号, 主要的影响因素

是光源角宽度、光栅结构及光栅副间隙和接收狭缝宽度等，其中前两个因素使莫尔花样得不到最黑状态，后一个因素使莫尔信号幅度变小，并将进一步提高平均背景水平。

2.5.4 莫尔条纹光学系统的构成与分类

实际应用中，就莫尔条纹测试系统中的光学系统(光栅读数头)而言，不外乎有夫琅禾费系统和菲涅耳衍射系统两类。

系统主要由光源、准直透镜、指示光栅、光电元件和必要的光阑、接收狭缝及调整机构等部分组成。光源的灯丝应安装于准直透镜的焦点上。准直透镜也有一定的像差要求，灯丝必须细而直，照度要稳定，否则会因背景变化而引起直流漂移，造成计量误差。光电元件主要有硅光电池、光电二极管和光电三极管。光电管的空间位置应能调整，以便对准所需要的光谱级和谱带，并准确地配置在透镜的后焦面上。还应放置必要的接收光阑，以便获得一定强度的信号和提高信号的信噪比。

1. 单相型分光读数头

如图 2-82 所示的单相型分光读数头中，从光源 S 出发并经透镜 L_1 准直的光束，以 α 角入射到光栅副 G_1 和 G_2 ，从光栅副衍射的各级群光束的方向均由光栅方程确定

$$\sin \varphi_n = n\lambda / P + \sin \alpha \quad (2.5-10)$$

各级衍射光再经透镜 L_2 聚焦后，与光轴平行的那一级群衍射光会聚于焦面的轴上点 F'_1 ，其他方向的各级则会聚于 F'_1 点两侧相应位置上。如果把面积很小的光导管对准 F'_1 点上的最敏感谱带，并用狭缝光阑挡住其他各级，那么，光栅副的相对移动将表现为 F'_1 点上的亮度变化，从而输出同周期或整数倍周期的正弦波信号。为得到基波信号，透镜光轴的倾角 γ 应取为一级光的衍射角，即

$$\sin \gamma = \sin \varphi_1 = \lambda / P + \sin \alpha \quad (2.5-11)$$

如系统要求最小偏角状态，则应保证 $\gamma = -\alpha$ ，于是

$$\sin \gamma = \frac{\lambda}{2P} \quad (2.5-12)$$

这种型式的读数头，透镜本身是孔径光阑及入瞳，而焦平面上的狭缝或光导管的接收窗是视场光阑及出窗(入窗在无穷远处与物重合)。这是一个小视场大孔径的光学系统，具有反差大和对透镜像差几乎没有影响等特点。为提高反差，窗宽度 A 与透镜 L_2 的焦距应满足以下关系

$$A < f' \left(\frac{2\lambda}{P} + \sin \alpha \right) \quad \text{或} \quad f' > A \left(\frac{2\lambda}{P} + \sin \alpha \right) \quad (2.5-13)$$

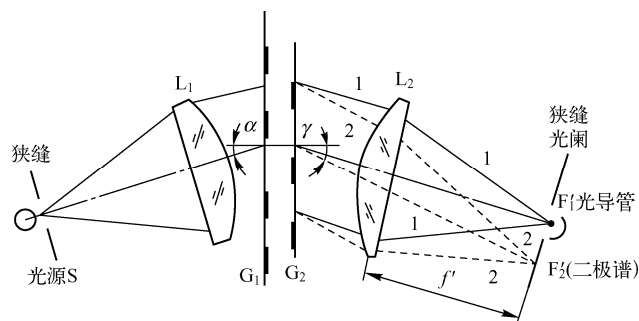


图 2-82 单相分光读数头

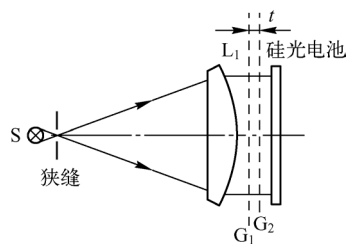


图 2-83 直接接收式读数头

2. 单相型直接接收式读数头

如图 2-83 所示, 平行光束垂直入射到主光栅上, 硅光电池接近指示光栅直接接收光花样。两光栅的间隙 t 是按小间隙公式计算所得的距离, 由于是单相型读数头, 故必须接收同相位的信号, 因此应该采用光闸式莫尔条纹, 即两块光栅节距是相等的, 而线纹方向是平行的, 并采用小间隙布置。因此视场中的亮度应是一样的而且是均匀的, 以保证整个视场中相位的一致性。如因光栅质量不佳或调整不稳定而使光场得不到均匀一片时, 也允许调成等于通光范围四倍左右的莫尔条纹。例如采用 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 硅光电池时, 条纹宽度不小于 40 mm , 这种读数头优点是构造简单、性能稳定和装调方便, 缺点是灵敏度较低, 频响特性不够等。

3. 单块光栅镜像式读数头

如图 2-84 所示, 原理上属于分光系统, 只是不用指示光栅, 而由适当的光学系统形成主光栅像来代替。因此, 不必考虑光栅间隙, 而且由于光学系统保证了光栅和光栅像之间移动方向相反, 因而信号频率提高 1 倍。这种读数头尺寸大; 如果把光学系统改为中心反射式, 则读数头的外形尺寸可以缩短。

4. 反射式读数头

由于机床制造行业的需要, 发展了金属反射型光栅读数头。金属光栅大多以钢带为基体, 上面涂以超微粒乳剂或光刻胶作为感光层, 然后通过投影光刻法获得光栅线纹。如采用不锈钢钢带作为反射光栅基体, 可以减小因膨胀系数不同而影响精度的因素。这种读数头成本低, 在机加工条件下比较安全, 具有广泛的发展前途。图 2-85(a) 所示为反射光栅读数头, 为了调节各相信号幅值的一致性, 采用挡光螺丝来调节投射到光导管上的光能量。图 2-85(b) 所示为采用四极硅光电池来接收的反射式读数头。

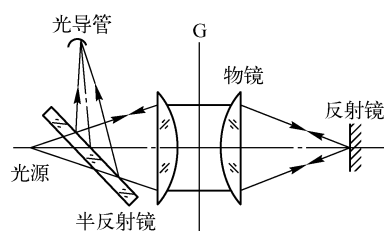


图 2-84 中心对称的镜像读数头

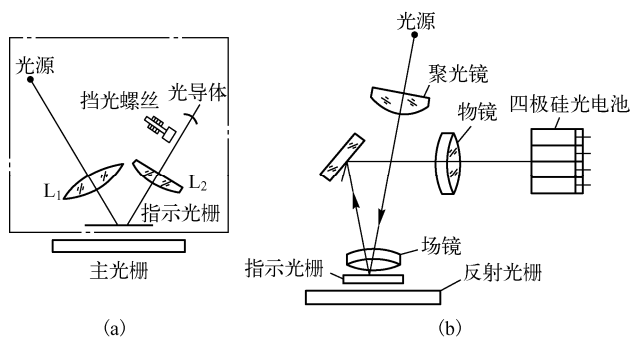


图 2-85 反射式读数头

2.5.5 莫尔条纹测试技术应用

随着科学技术的发展, 莫尔技术的应用也越来越广, 目前主要有以下七个方面的应用。

(1) 长度计量。这方面应用的例子很多, 如数字式游标卡尺、千分尺、高度尺、数字式工具显微镜、数字式立式测长仪及光栅式三坐标测量机等。

(2) 长度定位控制。采用伺服跟踪系统, 用光栅副之间产生的莫尔条纹信号作为标准信号, 从而进行定位控制。如用莫尔条纹控制长划线机、控制光栅刻划机等。检测角度误差, 这方面的应用有光栅式转台、光栅式分度头、光栅式测角仪, 以及光栅式度盘检查仪等。

(3) 角度定位控制。用圆光栅副作为定位基准，采用伺服系统来跟踪标准信号，对机械系统的误差进行修正，从而达到提高机床系统精度的目的，如光栅式圆刻机。

(4) 运动比较仪。用角度和角度或长度和角度测量系统组合应用时，可用来检查两个运动之间的传动比，例如德国 OPTON 公司制造的进给动程监察器 VMGOZ，把旋转编码器装于车床主轴上，长度编码器装在拖板上，这样便可对精密车床、螺丝磨床等的传动情况做动态检查，还可自动画出传动比的曲线。

(5) 物体等高线测定。一块标准光栅放于物体前面，当用灯源照明时，便会在物体上形成随物体轮廓调制的变形光栅，标准光栅和变形光栅形成莫尔条纹，在一定条件下，这种条纹即是被测物体表面轮廓的等高线，因此称为等高测定法。

(6) 应变测定。在试件前面放上标准光栅，试件上贴上或印刷上试件光栅，试件受力变形之后，试件光栅也跟着变形，标准光栅和变形的试件光栅之间就产生莫尔条纹，根据条纹来计算物体的应变状态。这个方法在力学领域内称为云纹技术，这是不断发展的一种新技术。

(7) 相位测定。利用 Talbot 像面上测试时条纹的转动数据，测定相位物体的形状折射率等。

下面分位置测定和控制及形变测定两大类来介绍应用概况。

1. 莫尔技术的位置检测

(1) 光电轴角编码器

随着计算机技术和空间技术的发展，需要高精度的传感器——光电编码器将轴角位置转换成对应的数字代码，它是一种高精度的模数转换器件。应用圆光栅作为检测元件时，通过光电转换，将主轴角位移换成相应的脉冲数字量，即由主轴带动编码器旋转，发出矩形脉冲，于是可检测角位移或通过微机控制转换成直线位移量。

编码器的发展已有 30 多年的历史，在引入数字技术的过程中，根据各种原理已经设计和开发了为数众多的产品，它们各有各的特点(见表 2-2)。由于光电编码器采用圆光栅作为检测元件，不易受外界噪音特别是磁场的影响，分辨率高，且结构简单、体积小、重量轻、起动转距小，因此广泛应用于雷达、经纬仪、绘图仪、自动控制、遥控、数控等领域。国内已有不少专业化厂家生产光电轴角编码器，型式较多，质量也在不断提高。

表 2-2 编码器的分类

分 类	类 别		一 般 特 性
形状	旋转式		回转轴由滚珠轴承支撑，测长时需滚珠螺旋变换机构
	直线式		可直接测长，容易装配在被测物体上
编码	增量式		结构简单，体积小，可随意进行零位调整
	绝对式		可测量长度、角度的绝对位置，结构较为复杂
测量方法	光电式	平行狭缝式	明暗对比度好
		横向莫尔条纹	明暗对比度差，光栅盘偏心时易引起相位信号变化
		纵向莫尔条纹	如两块光栅盘刻线间距离有差异，则形成游标条纹
		全息照相度盘式	刻线间隔小，可读到 0.01 μm
	电磁式	磁栅式	长尺制作容易，但增加磁道很难
		感应同步器式	圆感应同步器用得较多
	接触式	电刷式	旋转情况下，其寿命取决于转数，插头式为 1000 万次
		插头式	
	静电电容式		测量方法最新，耗电量少
光路	透射式		反差好，信号大，但因与金属的膨胀系数不同，有温差时引起测量误差
	反射式		使用金属尺不存在温度膨胀问题，但不易得到大信号，分辨率不高

光电轴角编码器可分为增量式和绝对式两大类。所谓增量式，它的起点零位是可以任意选择的，即可调整零位；绝对式则有固定的零位，零点是不能调的，某一个位置的特征图案表示了某一角度，因而称为绝对式。自从在光栅技术中应用零位光栅以来，增量式的光栅系统具有了某些绝对式的特性，但其主要特性还体现着增量式的特点。

典型光电编码器的结构如图 2-86 所示。编码器的光源由 3 只红外发光二极管组成，接收元件是 3 只光电三极管，两者一一对应，发光二极管发出的红外光经主光栅和指示光栅照射到光电三极管上，当主光栅旋转时，形成光闸莫尔条纹。三极管接收到明暗交替的光信号，经放大整形后，输出矩形脉冲。计数器根据输出脉冲的数目或频率，便可以测出轴的转角或转速。为了判断旋转方向，通常增量式编码器都设有 A、B 两路相位差为 90° 度的主信号，并配有零位脉冲信号（零信号）。 90° 相位差由两只不同位置的光电二极管接收信号，提供可逆计数之用。在光电编码器中，采用两类不同的零位光栅系统，比较简单的一种仅有一条单缝；如果零位光栅的要求较高，则采用一组按一定规律排列的线条，以形成较为理想的零位光电信号。光电轴角编码器的主轴上装着主光栅，为减小主光栅在旋转过程中的径向跳动现象，主轴上一般选用级别较高的轴承，目的是使主轴转动平稳，同时也减小噪声。

(2) 线性编码器

图 2-87 所示为光栅式线性编码器结构。由微型灯泡作为光源经过准直透镜而变成平行光，通过标尺光栅和指示光栅，由硅光电池接收。零位光栅的信号由零位窗口的硅光电池接收，由于具有零位光栅，故一般采用光闸莫尔条纹。随着发光二极管和光敏三极管的出现，光栅测长系统产生了一种无透镜的典型系统。目前已被国内外不少单位所采用，其原理见图 2-87。

在该系统中，发光二极管起光源及聚光镜的作用。它是依据下述情况设计的，由于发光二极管的发光集中于立体角 15° 左右范围之内，接近于平行光状态，同时发光二极管和光敏二极管都尽量靠近光栅副，标尺光栅又常采用浮法玻璃作为尺坯，相对而言是较薄的尺坯，这些条件再加上粗光栅系统，使衍射影响大大减小，接收情况良好。

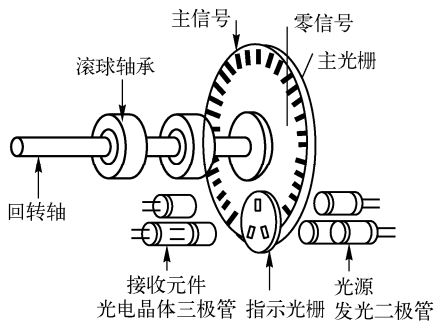


图 2-86 典型光电编码器的结构

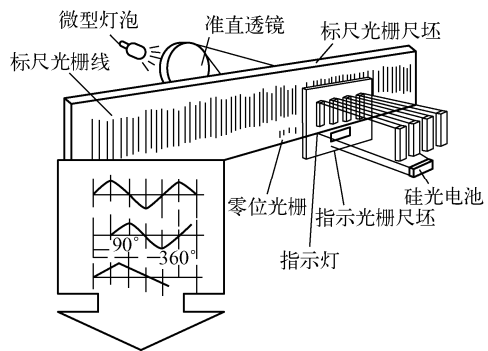


图 2-87 光栅式线性编码器结构

(3) 分辨率的组成

在光栅测长系统中，分辨率是一个重要的指标。显而易见，当要测量微小变化的量时，一般采用千分表，或者采用扭簧比较仪等；而在测定较大范围又有较大变化的量时，则用百分表比较合适，这时若仍采用千分表测量，不但测量行程太短，而且会感到指针摇摆不定，过于灵敏。光栅测长系统的分辨率与百分表、千分表的性质相类似，一个是全行程内的误差，另一个即是分辨率，两者都很重要。

(4) 扫描式粗光栅系统

粗光栅测长系统，一般常用于工作条件比较差，环境要求不高的车间中，亦可在有油污、

切屑等环境中使用,故常装在车床、铣床等机床上作为测长手段。粗光栅测长系统测量光路见图 2-88。由灯泡的灯丝发射的光束经过聚光镜组、指示光栅及由场镜和物镜组成的物镜组,将灯丝成像于旋转的多面体的反射面上,要求灯丝位于聚光镜组的焦点上。经多面体反射后,光束再次经过物镜组及半反射镜,被分成两路(透射光束 A 和反射光束 B),A、B 两光束穿过柱面透镜,将指示光栅的刻线成像在主光栅尺的刻线面上,经主光栅尺反射后,再次经过柱面镜,在光电池 1 和 2 上接收莫尔条纹的亮度变化。

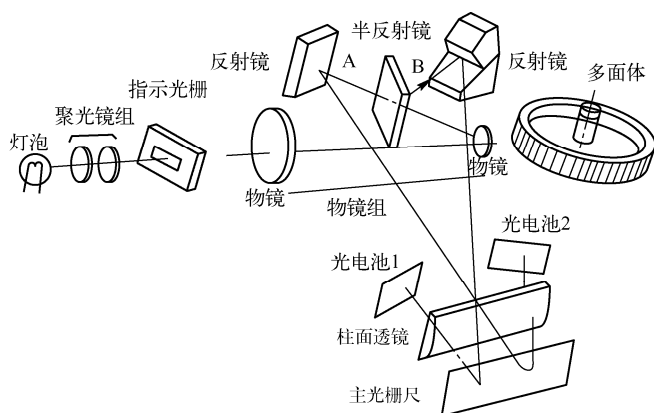


图 2-88 粗光栅测长系统光路图

在工作时,多面体以某个速度恒速旋转,由此引起指示光栅的刻线像不断地在主光栅上扫描,使光电池 1 和 2 获得莫尔条纹在扫描时的动态光电信号。

莫尔条纹的扫描频率 f ,由电机转速 ν 、多面体面数 Q 及多面体转过一个反射面时所扫过的莫尔条纹数 T 决定。

$$f = \frac{Q\nu}{10} \cdot T \quad (2.5-14)$$

当 $\nu = 375 \text{r/min}$ 、 $Q = 262$ 面时

$$T = 10 \quad (2.5-15)$$

因此 $f = 16.375 \text{kHz}$ 。

由于 A 光路经过偶次反射,B 光路经过奇次反射,所以在主光栅尺上获得的是扫描方向相反的两个莫尔图像。在光电池 1、2 上获得的电信号变化可写成下面的关系式

$$R_A = A \sin(\omega t + 2\pi x / P) \quad (2.5-16)$$

式中, ω 为扫描频率, $2\pi x / P$ 为主光栅尺的初相位。

当主光栅尺不动时,初始位置为 $x = 0$ 。当用 $x = 0$ 、主光栅移动 $P/4$ 或 $P/2$,将它们分别代入式 (2.5-16) 可以得到, $x = 0$ 时无相位差; $x = P/4$ 时有 π 相位差; $x = P/2$ 时有 2π 相位差。因此在光学上就达到了两倍频。当 $P = 0.635 \text{mm}$ 时,则最小读数值为 0.01mm 。

由于光电池所输出的信号是一个交流的调制信号,这就不像一般光栅那样,需在一级直流放大后再进行调制,然后再进行信号处理。因此这类仪器的前置放大器,只是利用了直接耦合的交流放大器,放大后直接送至细分电路——锁相倍频电路。这样就不存在因采用直流放大器,或因温度影响引起的直流漂移问题,为在车间使用提供了方便。

2. 莫尔技术的形状检测

莫尔技术的形状检测是利用莫尔轮廓技术对物体的三维形状进行测量。莫尔轮廓技术又称莫尔等高线技术,是一种非接触的三维物体形貌测量方法,1970 年由 H. Takasaki 首次提出。其基本原理是利用一个基准光栅与投影到三维物体表面上并受表面高度调制的变形光栅叠合形成莫尔条纹,该条纹描绘出了物体的等高线,通过莫尔条纹分布规律即可推算出被测件的表面形貌。从基本原理出发,出现了几类不同布局的莫尔轮廓装置,主要为阴影莫尔法、投影莫尔法、扫描莫尔法、移相莫尔法、傅里叶变换莫尔法等,本书主要介绍常用的阴影莫尔法和投影莫尔法。

(1) 阴影莫尔法

如图 2-89 所示, 将基准光栅放置在物体的上方, 用光源照明, 在物体表面形成阴影光栅, 阴影光栅受到物体表面高度的调制发生变形。从另一个方向透过基准光栅观察时, 基准光栅与变形的阴影光栅重叠形成莫尔条纹。阴影莫尔等高的原理示意图如图 2-90 所示, 图中 S 是照明光源, P 是观察点, 基准光栅的周期为 d 。透过基准光栅的照射光线用从 S 点发出的实线族表示, 透过光栅的观察光线用会聚于 P 点的虚线族表示, 两族线在物体表面相交处方形成亮条纹。如果将相交点与观察点之间隔开的光栅缝数称为序数, 那么, 由图可知, 同一序数的明点与光栅平面的距离相同。因此, 由同一序数明点所连成的线就是离开光栅同一深度的等高线, 即莫尔等高线, 图中 N_1 和 N_2 分别为离开光栅平面 h_1 和 h_2 距离的两组等高线。

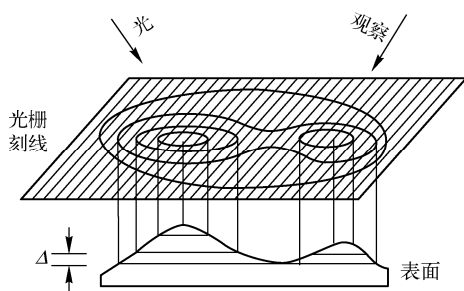


图 2-89 通过光栅看到的莫尔图形

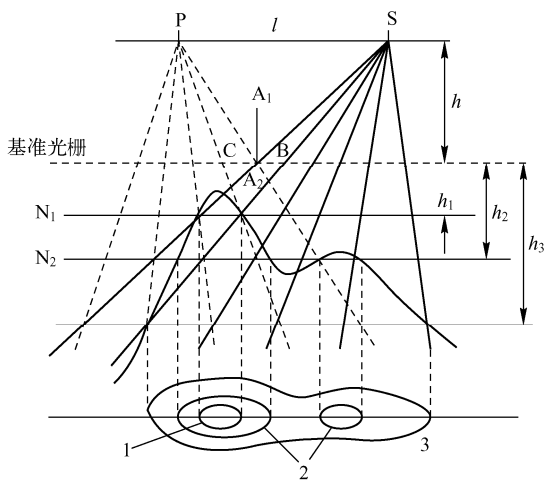


图 2-90 阴影莫尔等高原理示意图

设照明点和观察点相距 l , 与基准光栅的距离为 h , 由图中 $\triangle A_2BC$ 与 $\triangle A_2SP$ 的相似关系, 可以得到

$$h_1 = \frac{dh}{l-d} \quad (2.5-43)$$

类似地可求出第 2 条等高线所代表的深度 $h_2 = \frac{2dh}{l-2d}$, 则第 N 条等高线所代表的深度为

$$h_N = \frac{Ndh}{l-Nd} \quad (2.5-44)$$

由等高线的位置就可以知道被测三维表面的形状, 这和大地测量中用地形等高线来代表地形的起伏原理是一样的。从式 (2.5-44) 可知, h_N 和 N 之间存在非线性关系, 说明各等高线之间的距离并不相等。因此, 在这种方法的应用中, 除了必须知道系统的几何参数外, 还必须知道莫尔条纹的级次, 才能从莫尔条纹图中计算出物体的表面高度。

阴影莫尔法能直接观察到物体表面的等高线分布, 是一种非常简便的三维面形测量方法。但这种方法也存在一定的局限性。当物体很大时, 制作大尺寸的基准光栅比较困难; 为了提高测量精度, 必须减小栅距, 而阴影光栅的形成是基于光线直线传播的假定而忽略了光栅的衍射, 栅距越小衍射越大, 因此, 在使用小栅距光栅时, 被测物面必须离光栅很近, 这意味着不能同时兼顾测量精度和测量范围(可测深度)。

(2) 投影莫尔法

对尺寸大、测量精度要求高的物体, 可以采用投影莫尔法。图 2-91(a) 所示为投影莫尔法

的光学系统。从光源 S 发出的光线，经聚光镜 C_1 照射到基准光栅 G_1 。投影物镜 L_1 将基准光栅的像投影到物体表面，受物体表面高度调制而形成的变形光栅，经成像物镜 L_2 成像到另一块光栅 G_2 的平面上。一般情况下， L_1 和 L_2 相同， G_1 和 G_2 相同，于是变形光栅像与 G_2 之间形成莫尔等高条纹，由相机 E 记录条纹。

图 2-91 中， G_1 从基准光栅到透镜主点间距离为 a ，从透镜主点到物体上的基准点距离为 h ， L_1 和 L_2 主点间距离为 l ，光栅节距为 d 。由于 $\triangle A_1CB \sim \triangle A_1L_1L_2$ ， $\triangle BCL_2 \sim \triangle B'C'L_2$ ，因此

$$BC/l = h_1/(h_1 + h), \quad BC = dh/a$$

则有

$$h_1 = \frac{h}{a} \frac{dh}{l - dh/a} \quad (2.5-45)$$

利用物像关系 $\frac{1}{a} + \frac{1}{h} = \frac{1}{f}$ ， f 为透镜焦距，有

$$h_1 = \frac{h(h-f)d}{fl - (h-f)d} \quad (2.5-45)$$

同理，可求出第 N 条等高线所对应的深度为

$$h_N = \frac{h(h-f)Nd}{fl - (h-f)Nd} \quad (2.5-47)$$

与阴影莫尔法相比较，投影莫尔法具有较大的灵活性。改变投影和成像物镜的放大率，可以适应较大物体的测量。对于较小的物体，也可以采用缩小投影的办法，既可以提高测量灵敏度，又可以控制衍射现象对测量的影响。在上述两种莫尔法测量物体轮廓时，单从莫尔等高线上并不能判断表面的凸凹，增加了测量的不确定性。通过将上述两种方法中的基准光栅沿垂直于栅线方向做微小移动，根据莫尔条纹同步移动的方向来确定表面的凸凹。

莫尔轮廓技术具有很多优点。首先，莫尔轮廓技术能实现对三维物体的粗糙形貌的测量，测量的灵敏度可在很大范围内调整；其次，莫尔轮廓技术对测量装置的稳定性要求不高，装置简单可靠，对外界条件要求不严格，相干光源与非相干光源均能适用；最后，易于和高速摄影技术相结合，宜于测量动态三维形貌，能和电子计算机技术相结合，可以获得条纹的数字输出，同时可实现虚拟光栅技术。

3. 莫尔技术的应变检测

(1) 基本原理

如前所述，莫尔信号含有移动光栅的位置信息，轮廓信号含有影子光栅变形的轮廓面形信息，为此莫尔法可应用于位移或轮廓形状测量。下面将介绍应变分析中的莫尔法，它与轮廓莫尔法相类似，都通过变形光栅传递信息，但它不是影子光栅，而是贴在试件上并与之一起变形的实体光栅，通常称之为试件光栅；另一块不变形的光栅则称为基准光栅。

莫尔应变法和电阻片应变法均能测出物体上各点的应变值，但由于光栅面积比电阻片大得多，为此更具全场性。另外，莫尔法对弹性和塑性变形都适用，而电阻应变法只能用于弹性变形范围；莫尔法与光弹法相比，虽然两者都适用于弹性或塑性变形范围，都具有全场测量的特点，但前者对模型材料没有光学性能要求，能在金属、塑料、橡皮或木材的模型上进行测量，这是后者所做不到的。

在莫尔应变法中将形成三种最基本的莫尔条纹：(a) 试件光栅和基准光栅的线纹互相平行，但两者之距略有差异，此时形成游标条纹；(b) 两栅节距相等但线纹交叉叠放，得到横向条纹；(c) 两栅节距不相等且线纹交叉叠放，形成混合条纹。实验中所碰到的主要

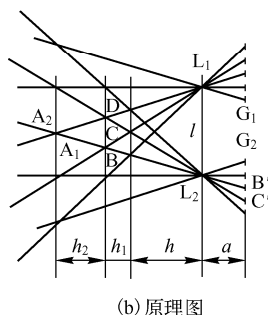
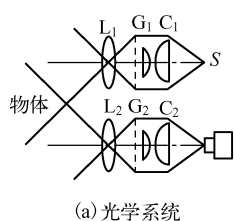


图 2-91 投影莫尔法的光学系统与原理图

是第三种情况，只有在对称形状的试件上加对称载荷，才能在变形的对称中心线上有游标条纹出现。

(2) 游标条纹和应变关系

设基准光栅节距为 P_1 ，试件光栅变形之前的节距为 P_2 ，试件光栅变形之后的节距为 P_2' 。条纹间距为 W ；在 W 范围内基准光栅之节距数目为 n ，在一个条纹宽度 W 的范围内有， $nP_1 = (n+1)P_2' = W$ ，也就是说，试件光栅在 W 范围内伸长或后缩了一个节距(P_2')。这样，在 W 范围内应变的平均值 $\varepsilon = P_2'/W$ 。由于 $P_2' = P_2(\varepsilon \neq 1)$ ，为此 $\varepsilon = P_2/(W \pm P_2)$ 。又由于 P_2 与 W 相比是很小的，所以 $\varepsilon = P_2/W_0\varepsilon$ ，是在 W 范围内垂直于试件光栅栅线方向的平均应变。

(3) 转角条纹和应变计算等式

在力学测试中，把两光栅转过一定角度形成的莫尔条纹叫做转角条纹。在图 2-92 中 AB 和 OC 是变形前的试件光栅线纹，其节距为 P_2 ，AA' 和 OD 是基准光栅线纹，节距为 P_1 ，A'B' 和 OC 是变形后的试件光栅线纹，其节距为 P_2' ，是变形前后的莫尔条纹， θ 为基准栅线与变形栅线之间的夹角， φ 为基准栅线与条纹之间的夹角，设 θ 和 φ 逆时针为正，顺时针为负。假定试件光栅变形后，棚邻的两条线纹相互平行，于是相对变形量

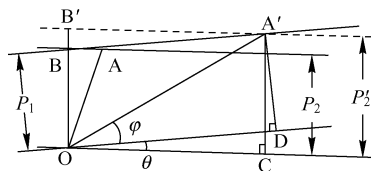


图 2-92 转角条纹的几何图形

$$\varepsilon = \frac{BB'}{OB} = \frac{OB' - OB}{OB} = \frac{OB' - P_2}{P_2} = \frac{OB'}{P_2} - 1 = \frac{P_2'}{P_2} - 1 \quad (2.5-17)$$

在 $\triangle OA'C$ 中， $\sin(\varphi + \theta) = P_2'/OA'$ ；在 $\triangle OAD$ 中， $\sin \varphi = P_1/OA'$ ；将两式相除消去 OA' ，得

$$\frac{\sin(\varphi + \theta)}{\sin \varphi} = \frac{P_2'}{P_1} \quad \text{或} \quad P_2' = \frac{\sin(\varphi + \theta)}{\sin \varphi} P_1$$

将 P_2' 代入式(2.5-17)，则其应变量为

$$\varepsilon = \frac{P_2'}{P_2} - 1 = \frac{P_1 \sin(\varphi + \theta)}{P_2 \sin \varphi} - 1 \quad (2.5-18)$$

这就是转角条纹的应变公式。

练习与思考题

2-1 说明激光衍射测量的原理和特点。

2-2 波长为 $\lambda = 600\text{nm}$ 的单色光垂直入射到边长为 1cm 的细缝上，在光轴附近离孔 z 处观察衍射，试求夫琅禾费衍射区的大致范围。

2-3 波长为 700nm 的平行光垂直照射在宽度为 0.02mm 的单缝上，以焦距为 50cm 的会聚透镜将衍射光聚焦于焦平面上进行观察，求：(1) 衍射图样中央亮纹的半宽度；(2) 第 1 亮纹和第 2 亮纹到中央亮纹的距离；(3) 第 1 亮纹和第 2 亮纹相对于中央亮纹的强度。

2-4 在不透明细丝的夫琅禾费衍射图样中，测得第一级暗条纹的间距为 1.5mm ，所用透镜的焦距为 40mm ，光波波长为 600nm 。问细丝直径为多少？

2-5 在双缝夫琅禾费衍射实验中，所用光波波长 $\lambda = 632.8\text{nm}$ ，透镜焦距 $f = 60\text{cm}$ ，观察到两相邻亮条纹直径的距离 $e = 1.5\text{mm}$ ，并且第 4 级亮纹缺级，试求：(1) 双缝的缝距和缝宽；(2) 第 1、2、3 级亮条纹的相对强度。

2-6 利用激光衍射方法测量物体尺寸及其变化时，其测量分辨率、测量不确定度、量程范围由哪些因素

决定？在实际测量时应注意什么？

2-7 当衍射到光栅上的光束改变入射角时，其分辨率是否变化？

2-8 用白光(400~800nm)正入射到 800 lp/mm 的光栅上，求它们的 1 级衍射条纹散开的角度。若光栅后面放置的透镜焦距 $f = 1\text{m}$ ，在 800nm 附近有两个波长相差 0.1nm 的光波，它们的 1 级衍射条纹在光屏上分开多大距离？若此光栅宽 30mm，在 800nm 附近两个波长相差 0.05nm 的光波能否用此光栅的 1 级衍射条纹分辨出来？

2-9 标量衍射理论的基础是什么？主要适用于什么尺度下的光的衍射计算？矢量衍射理论的基础是什么？主要适用于什么尺度下光的衍射计算？

2-10 衍射光学元件的衍射效率主要由哪些因素决定？如何提高衍射 DOE 和 BOE 光学元件的衍射效率？

2-11 衍射光栅的原理是什么？如何利用衍射光栅进行位移测量？

2-12 何为 Talbot 效应？何为分数 Talbot 效应？如何利用 Talbot 效应进行相位测量和位移测量？

2-13 试用光衍射的原理解释光栅莫尔条纹形成的必然性。简述莫尔条纹在光学测量中的特点。

2-14 莫尔条纹测量的光学系统有哪些部分组成？通常莫尔条纹测量中的光学系统有哪些类别？简述其原理。

2-15 如何利用莫尔条纹进行位移测量？如何利用莫尔条纹进行角度测量？试各举一个实例。

2-16 如何利用莫尔条纹进行物体轮廓的测量？测量光路有哪两种？其原理是什么？

2-17 如何利用莫尔条纹进行物体应变的测量？

本章参考文献

- 1 赵建林. 光学. 北京：高等教育出版社，2006
- 2 杨国光. 近代光学测试技术. 杭州：浙江大学出版社，1997
- 3 杨国光. 微光学与系统. 杭州：浙江大学出版社，2008
- 4 浦昭邦. 光电测试技术. 第 2 版. 北京：机械工业出版社，2011
- 5 高岳. 光电检测技术与系统. 第 2 版. 北京：电子工业出版社，2009
- 6 郁道银，谈恒英. 工程光学. 第 2 版. 北京：机械工业出版社，2006
- 7 冯其波. 光学测量技术与应用. 北京：清华大学，2008

第3章 光调制解调及扫描技术

3.1 光调制技术

通过光束来传递信息是人们梦寐以求的手段。单纯产生、传播和接收光束意义不大。在光信息处理与光通信时,若想把所得到的信息传递出去,就必须把所要传递的信息加载到某一介质上,这种按照人们的应用需求,将信息加载到光载波上,并使光的参量(振幅、强度、频率、相位、偏振态等)发生变化的过程称为光调制。光信息传输原理框图如图 3-1 所示。将信息加在激光上的过程称为调制,而调制后的信号需要在介质中进行传播,以到达接收端,传输的介质可以是大气、水、光纤,甚至是真空,最后到达接收端,通过对光信号的解调,得到传输的信息。

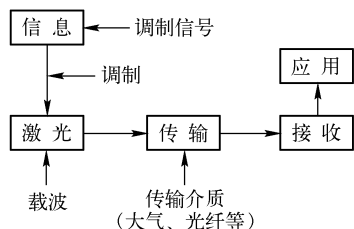


图 3-1 光信息传输原理框图

调制是为了对所需处理的信号或被传输的信息做某种形式的变换,以便于提高系统的探测能力和分辨力,抑制背景光的干扰以及系统中各个环节的固有噪声和外部电磁场的干扰,提高系统在信息的传递和测试过程中的稳定性。光调制技术在光学精密检测领域具有广泛的应用,通过调制使信号光具有某些特定的规律,而背景及干扰不具备这些特征,在接收处理时,通过解调,将信息光信号解出,可以抑制干扰光的影响,实现光信号的高精度测量。

光调制具有传播速度快、信息容量大、可用光学系统进行变换及光盘存储、能在透明介质(光纤、水等)中传输、可以脱离介质实现独立传输(真空、太空等)和互不干扰等优点,因此在光学测试系统中被广泛采用。

根据不同的调制方法,光信号调制可以分为不同的调制类型。

(1) 按载波波形分类

调制形式按照载波波形可分为连续载波调制和脉冲载波调制两种。

连续载波调制又称为模拟调制,这种调制方式所得到的调制波是连续振荡波,包括调幅(AM)、调频(FM)或调相(PM)等几种方式,如图 3-2 所示。

对于脉冲载波调制,又分脉冲调制和数字调制(编码调制)两类。它们都是对信息的幅度按一定规律间隔采样,而用脉冲序列作为载波,如图 3-3 所示。在脉冲调制中,脉冲序列的某一参量会随低频调制信号的变化而变化。脉冲调制有脉冲调幅(PAM)、脉冲调宽(PWM)、脉冲调频(PFM)和脉冲调相(PPM)等几种形式。

数字调制又叫编码调制,它先把模拟信号变成脉冲序列,再变成代表信号信息的二进制编码,然后对载波进行强度调制。实现数字调制,需要进行抽样、量化和编码三个过程。

抽样是把连续信号波分割成不连续的脉冲波,脉冲波的幅度与信号的幅度相对应。通过抽样,原来的模拟信号变成脉幅调制信号。根据抽样定理,只要采样频率为传递信号的最高频率的两倍以上,就能正确恢复原信号。

量化是把抽样后的脉冲波进行处理,用有限个数的代表值取代抽样值的大小。经抽样和量化后,模拟信号变成了数字信号。

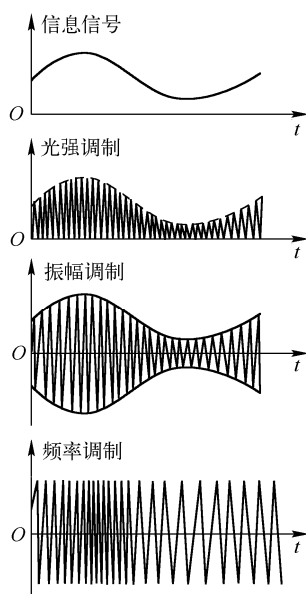


图 3-2 模拟调制

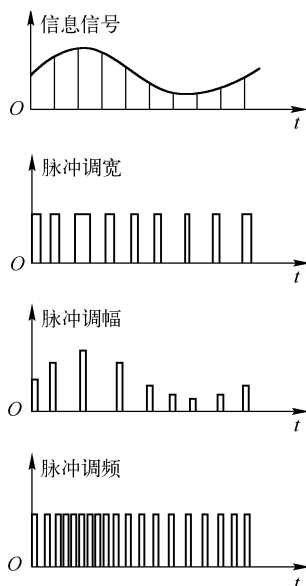


图 3-3 脉冲调制

编码是把量化后的数字信号变换成相应的二进制码的过程。即用一组等幅度、等宽度的脉冲作为“码”，用“有”脉冲和“无”脉冲分别表示二进制码的“1”和“0”。再将这一系列反映数字信号规律的电脉冲加到一个调制器上，以控制载波的输出，用二进制编码的“1”代表载波的极大值，用“0”代表载波的零值。最简单的编码形式就是采用“0”和“1”两个电平携带信息幅度的二进制表示方法。也有较复杂的编码方式，主要用于远距离传输，此时环境干扰影响数据流传输的正确性，出现所谓的误码，常用的方法是采用校验方式或错误恢复机制提高数据传输的可靠性。

图 3-4 为模拟信号转换为数字编码的过程，如 6V 电压，数字调制后编码为 110。编码调制实际上是一种模拟信号的数字化过程，相对于模拟信号，数字信号传输非常可靠，所以这种调制方式具有很强的抗干扰能力，在数字通信中得到了广泛的应用。但由于需要采样，必须保证数字系统的带宽比相应的模拟系统的带宽大很多。

调制方法不仅能提高系统测量灵敏度、信噪比，而且能实现多路信息在同一个光学通道内传输。将不同宽度的调幅脉冲波在同一根光纤中传播，在接收端设置脉宽鉴别电路，就可以把不同宽度的调幅波分离开。

(2) 按调制次数分类

调制按次数可分为一次调制和二次调制。

将信息直接调制到光载波上称为一次调制。而将光载波先调制成随时间或空间变化的形式，再将被测信息调制到变化后的光载波上称为二次调制。二次调制比较复杂，但它能提高信噪比和测量灵敏度，并提高系统的目标定位范围和工作品质。

(3) 按时空状态分类

调制按照时空状态可以分为时间调制、空间调制和时空混合调制三种。时间调制是指载波

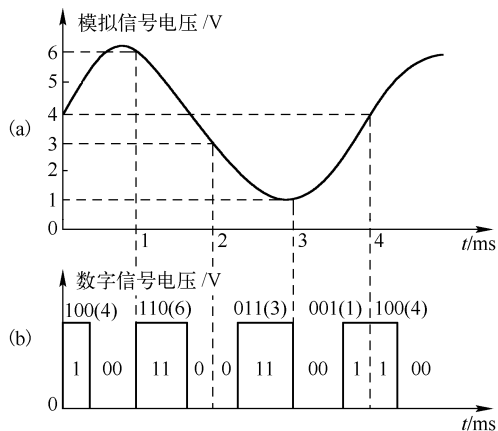


图 3-4 模数转换原理示意图

随时间和测量信息变化的调制。上面所讲的光通信中经常使用的调幅、调频、调相等调制方法,描述的都是光的参量随时间的变化关系,所以都属于光的时间调制。空间调制是指载波的空间状态随测量信息规律地变化的调制。在 2.4 节中所讲的莫尔条纹,是光通过周期性光栅后折叠而形成的条纹,其本质是光强由于光栅副的存在而重新分布,因此属于光的空间调制。而时空混合调制指的是载波随时间、空间和测量信息同时变化的调制。

(4) 按调制器件和光源的关系分类

按照调制器件和光源的关系,调制可以分为内调制和外调制。

内调制又叫直接调制,以调制信号直接改变光源的输出参数,从而改变光源的输出特性。

外调制是指在光源外的光路上放置调制器,用调制信号改变调制器的物理特性,当光束通过调制器时,会使光波的某个参量发生变化。

(5) 按光与物质相互作用的机理分类

激光属于振荡频率为 $10^{13} \sim 10^{15} \text{Hz}$ 的相干电磁波,比无线电波($10^4 \sim 10^8 \text{Hz}$)、微波($10^9 \sim 10^{11} \text{Hz}$)的频率高几个数量级。一般的电容电感振荡电路、晶体管振荡电路或者磁控管等调制方法已经无法直接对激光进行调制。对激光进行调制,必须考虑光与物质相互作用时,介质中电偶极子的振荡机制,利用介质折射率的变化来实现。

根据光与物质相互作用的不同类型,可分为电场、声场、磁场对光的控制作用,对应于电光调制、声光调制和磁光调制。

(6) 按光载波的各参数与外界物理量变化的关系分类

按照光载波中的振幅、光强、频率、相位、偏振态等参数随时间变化或空间分布的不同,可以将光调制分为以下六种类型,这种分类方法也是本书着重讲述的方法。

(1) 光的振幅调制:指的是光载波的振幅随调制信号的变化而规律的变化,即用低频调制信号直接控制高频载波振幅的过程,而此过程中光的频率、相位和偏振态等保持不变。

(2) 强度空间调制:指的是光载波的光强在空间域内规律分布,通过测量规律分布光强的变化,进行光学测量。例如,莫尔条纹技术、光强扫描技术、激光散斑技术和光全息技术,都属于或过程中包含强度空间调制。

(3) 强度时间调制:指的是载波光强度在时间域上规律变化。例如 LD 或 LED 的电流致光辐射,为了使 LD 产生光辐射,需要对 LD 施加电流驱动。当作用在 LD 上的驱动电流大于其阈值电流时,LD 发光;无驱动电流时,LD 没有辐射光发出。通过这种方法将需要传输的信号经过运算放大器放大后加在 LD 两端,能实现对 LD 的强度调制,这种调制随时间而变化,称为强度随时间的调制。但当 LD 的驱动电流小于阈值电流时,LD 发出荧光,所发荧光的谱宽随驱动电流的大小而变化,此时又称为光的频率随时间变化的调制。再如机械调制技术(又叫光斩波调制)也是一种强度时间调制技术。还有光纤中的一些强度调制技术,如光纤本身对其中的传播光具有吸收作用,吸收大小与光纤长度成正比,那么光纤长度就构成了对其中传播光的强度调制。而通过对光纤施加一定周期的微弯,使得其中的传播光产生弯曲损耗,此时微弯曲实际是对其中传播光产生强度调制。如果外界存在辐射场,则光纤由于辐射的存在对光的吸收会加强,此时构成了辐射场对光强的调制。再比如 OTDR 技术也属于突变点对光强的调制。强度时间调制和振幅调制有些类似,区别在于强度时间调制中被调制的参数是载波光干涉后的光强,调制后和光的干涉无关,而经过振幅调制后的光载波,在实际测量过程中,还涉及振幅调制后光信号的干涉。但本书在后面的讲述中没有特意对强度调制和振幅调制分开对待。

(4) 光的频率调制技术:是通过外界物理量改变光的频率,使得光载波的频率有规律地变化。例如,声光调制就是利用超声波引起晶体的应变场,产生类似于光栅的光学结构,光通过该结构后产生衍射,引起光的频率发生变化,实现对光的频率的调制,利用该技术进行光的外

差干涉,能达到极高的测量长度的分辨率。而利用布里渊散射原理制作的 BOTDR,也属于光的频率调制技术。又如,通过在 He-Ne 激光器上加纵向磁场或横向磁场,利用塞曼效应将 He-Ne 激光器输出的两个正交偏振光的频率拉开一定偏差,实现对激光器的频率调制,这种调制后的激光器称为双频激光器,利用外差干涉方法能够进行非常精确的测量。

(5) 光的相位调制:指的是外界物理量使得光载波的相位发生规律性的变化。数字波面干涉仪就是通过光的相位调制的方式实现对面型的高精度测量的。利用电光效应,通过对电极加上规律的电压,使光载波的相位产生变化而实现的调制,也属于光的相位调制技术。还有相位激光测距技术也属于光的相位调制技术。

(6) 光的偏振态调制:指的是光载波的偏振态产生规律性的变化,实现对物理量的精确测量。例如,利用偏振光导航,就是通过实时监测地球大气层散射太阳光而形成的偏振光,实现载体的导航,其中的偏振光就是利用偏振态调制方法完成的一种载波,可以直接区别于不在此偏振态上的干扰光。又如,通过改变施加在与光的传播方向平行的磁场的大小,实现对载波光的偏振态的规律调制。

3.2 常用光调制技术

利用光调制技术实现物理量的精密测量,是光学测试技术中普遍采用的方法。根据不同的应用角度,光调制技术也有不同的分类方法。本书从测试测量领域阐述光调制的各种方法,与其他教材中提到的通信领域的光调制方法既有区别又有紧密的联系。光具有 4 大特征参量,分别是强度(振幅)、频率(波长)、相位和偏振态,凡是光学测试中涉及外界物理量改变光的强度或振幅的,在本书中都称为光的强度调制,其中包含了时间领域的强度调制和空间领域的强度调制,还有一些强度调制同时包括这两种调制。凡是涉及改变光的频率的,都称为频率调制或波长调制。凡是涉及改变光的相位的,都称为光的相位调制。而涉及光偏振态的,都称为偏振态调制。

3.2.1 光强度的空间调制技术

1. 莫尔条纹技术

莫尔条纹是由两周期性空间结构(比如两个光栅)相互叠合产生的,当光经过这两个空间结构时,将在该结构的另一面形成周期性分布的亮暗条纹,这些亮条纹就叫做莫尔条纹。莫尔条纹对光栅栅距具有放大作用,通过调整两光栅之间的夹角,可使得莫尔条纹的宽度相应改变。当两光栅之间有相对移动时,莫尔条纹也在与光栅相对移动方向近似垂直的方向上移动,通过测量光栅移动过程中莫尔条纹移动的个数,实现对光栅相对移动位移量的测量。由于计量莫尔条纹的个数比较简单,且个数可以多次累加,因此测量精度比较高,测量范围比较大。通过对莫尔条纹的各种细分,可以大幅度提高莫尔条纹的测量精度。莫尔条纹的形成机理可以有多种解释理论,其本质是光的强度在空间结构上的重新分布,所形成的亮暗相间的条纹规律分布是照射光的强度受空间结构的调制产生的,因此莫尔条纹属于光的强度在空间上的调制。有关莫尔条纹的详细内容见 2.4 节。

2. 光扫描技术

光扫描技术主要利用激光束的方向性和高能量密度,形成对被测对象的扫描运动,把扫描的时间转换成物体尺寸,并配合光电器件、电子技术与计算机,构成的一种精密测试方法。光

扫描技术本质上可以视为光强度空间分布在时间上的调制，因此也属于光强度的空间调制，有关光扫描技术的详细内容见 3.4 节。

3. 激光散斑技术

当激光照射在粗糙表面上时，根据光束传播的惠更斯-菲涅耳原理，漫反射表面好似无数微小的点光源，由各点光源射来的基元光波的复振幅在空间互相叠加，若相干光束的相位差满足相长干涉条件，则在空间形成亮斑；若相位差满足相消干涉条件，则形成暗斑；其他情况下斑的强度介于两者之间。这样相干光强就会在空间形成一定的统计分布。这些光虽然是相干的，但由于它们的振幅和相位都不相同，而且是随机分布的，因而这些相干光束会在空间形成无数随机分布的亮斑和暗斑，称之为散斑。散斑效应仅仅存在于光学粗糙的漫反射表面。

激光散斑的产生有三种基本方法。第一种方法是利用一束扩展的激光束照明固体的漫反射表面，并由此表面漫反射后，在空间形成激光散斑，如图 3-5 所示。在空间某一确定位置所观察到的散斑光强，称之为该空间位置的散斑状态。当物体表面的漫反射子波源发生变化时，该空间位置上相应的散斑状态也将随之发生变化。若跟踪观察某一个散斑状态保持不变的散斑，那么该散斑将随物体表面漫反射子波源的变化而产生空间位置的移动，称之为散斑位移。在这种情况下，空间散斑位移往往与固体表面的运动状态有关。这是激光散斑测量试验固体力学的基础。第二种方法是用一束准直的激光束照明一个透明的漫反射表面(如毛玻璃)，由漫射表面的透射光束在空间形成散斑，如图 3-6 所示。在这种情况下，空间散斑位移与光束传播方向的变化有关。它是测量流体的浓度场、密度场和温度场的基础。第三种方法是用激光束直接照射弥散于空间的粒子场。这些在空间随机分布的粒子都可以作为子波源，它们的漫散射光束在空间形成激光散斑，如图 3-7 所示。在这种情况下，空间散斑位移与散射粒子的运动情况有关。它是激光散斑计量技术测量流体的速度场的基础。

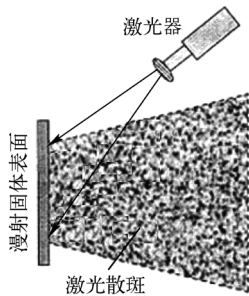


图 3-5 由固体表面漫反射光束形成的空间散斑

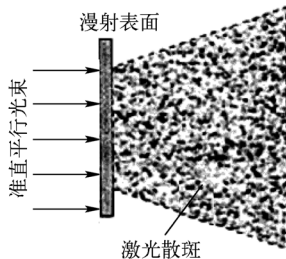


图 3-6 由漫反射表面的透射光束形成的空间散斑

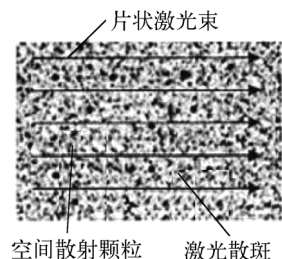


图 3-7 由空间粒子漫射光束形成的空间散斑

激光散斑从本质上讲属于物体表面或空间分布的粒子对光强度或相位的空间调制，从所产生的散斑图像往往可以测量物体的表面形貌、速度或位移等，因此，是光学测试领域一种较常用的调制方法，有关激光散斑的详细内容见 1.7 节。

4. 光全息技术

全息术是一种不用透镜成像，而用相干光干涉得到物体全部信息的二步成像技术。第一步是记录，即在底片上以干涉条纹的形式存储被摄物的光强和相位。第二步是再现，即用光衍射原理来重现物体原来的三维形状。从本质上讲，全息术的第一步成像的记录属于物体形貌对光强度和相位的空间调制过程，而第二步的再现属于对物体形貌的解调过程，因此，光全息技术也是一种光的调制解调技术，应用非常广泛，有关光全息技术的详细内容见 1.6 节。

3.2.2 光强度的时间调制技术

1. LD 内调制技术

(1) 原理

LD 是光子与电子相互作用并直接进行能量转换的器件。图 3-8 是砷镓铝注入式 LD 的输出功率与驱动电流关系曲线。一般来说, LD 具有一阈值电流 I_t , 当驱动电流小于 I_t 时, LD 基本不发光或者发出很弱、方向性较差、谱线很宽的光。而当驱动电流大于 I_t 时, 则发射激光, 此时光强大幅增加、谱线变窄、方向性强, 且以上参数随驱动电流的增加线性变化。如图 3-9 所示, $I_{t1} < I_{t2}$, 则 I_{t2} 对应的 LD 输出光强变大、光谱变窄。此时用调制信号驱动 LD, 就能直接对 LD 输出光信号施加调制。这种调制方法简单, 能工作在高频段, 线性工作区良好, 带宽大, 因此在光纤通信等领域已广泛应用。

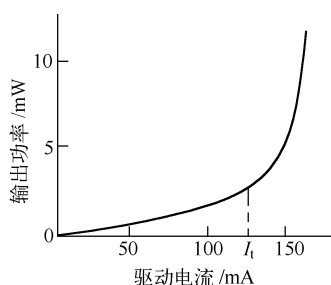


图 3-8 LD 输出特性曲线

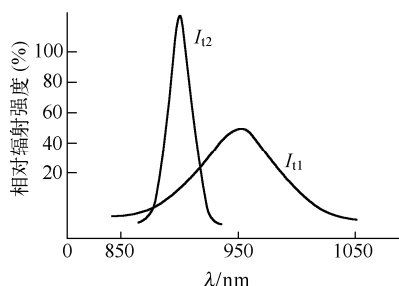


图 3-9 LD 光谱特性曲线

图 3-10(a) 和 (b) 所示分别为 LD 调制电路和输出光功率与调制信号的关系曲线。为了使调制的工作点处于输出特性曲线的直线部分, 必须在调制信号上同时施加适当的偏置电流 I_b , 使输出光信号的工作点处于 LD 的输出功率 (P) 与驱动电流 (I) 特性曲线的直线段, 如图 3-10(b) 所示。调制线性好坏与调制深度 m_a 有关

$$m_a = \text{调制电流幅度} / (\text{偏置电流} - \text{阈值电流}) \quad (3.2-1)$$

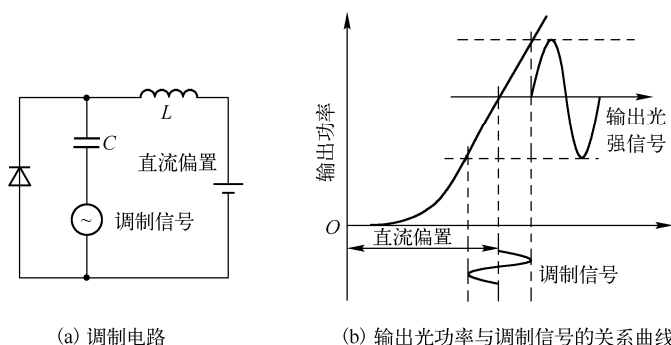


图 3-10 半导体激光器调制

由图 3-10(b) 可见, 当 m_a 大时, 调制信号幅度大, 则线性较差; 当 m_a 小时, 虽然线性好, 但调制信号幅度小。因此, 应选择合适的 m_a 值来满足工作的需要。另外, 在模拟调制中, 光源器件本身的线性特性是决定模拟调制好坏的主要因素。所以在线性要求较高的应用场合中, 需要进行非线性补偿, 即用电子技术来校正光源引起的非线性失真。

另外, 偏置电源直接影响 LD 的调制性能, 通常选择 I_b 在阈值电流附近且略高于 I_t , 这样 LD 可以获得较高的调制速率。因为在这种情况下, LD 连续发射激光信号无须准备时

间(即延迟时间很短),其调制速率不受激光器中载流子平均寿命的限制,同时也会抑制弛豫振荡。但是 I_0 选得太大又会使 LD 的消光比变低,所以在选择偏置电流时,要综合考虑其影响。

为了不使 LD 在高频调制下工作时产生畸变,要求输出功率与阈值以上的电流保持良好的线性关系。为了不出现弛豫振荡,应采用条宽结构较窄的激光器。另外,内调制会使激光器主模的强度下降,而次模的强度相对增加,从而使激光器谱线加宽;调制所产生的脉冲宽度 Δt 与谱线宽度 $\Delta \nu$ 之间相互制约,构成傅里叶变换的带宽限制,因此,内调制的 LD 的能力受到 $\Delta t \Delta \nu$ 的限制,在高频调制下一般采用量子阱激光器或其他外调制器。

LD 处于连续调制工作状态时,无论有无调制信号,直流偏置都会增加其功耗,引起温升,影响器件的正常工作,甚至损坏器件。而双异质结 LD 的阈值电流比同质结 LD 大大降低,因此可以使它在室温下以连续调制方式工作。

发光二极管(LED)是一种冷光源,是固态 P-N 结器件,加正电流时发光。它是直接把电能转换成光能的器件,没有热转换过程,其发光机制是电致发光,辐射波长在可见光或红外光区。LED 都是采用晶体材料制作的,使用最广泛的是砷化镓-铝镓砷材料系。大部分器件采用异质结结构。

LED 不是阈值器件,其输出光功率不像 LD 那样会随注入电流的变化而发生突变,因此,LED 的 $P-I$ 特性曲线的线性比较好。图 3-11 比较了 LED 与 LD 的 $P-I$ 特性曲线。由图可见,LED₁ 和 LED₂ 是正面发光性 LED 的 $P-I$ 特性曲线,LED₃ 和 LED₄ 是侧边 LED 的 $P-I$ 特性曲线,可见 LED 的 $P-I$ 特性曲线线性范围较大。LED 在模拟光纤通信系统中应用广泛。但在数字光纤通信系统中,因为不能获得很高的调制速率(最高只能达到 100Mb/s),而限制了它的应用。

(2) LD 内调制在通信领域的应用

一般来说,当载波频率不变时,光载波可表示成如下形式

$$E_c(t) = A_c \cos(\omega_c t + \phi_c) \quad (3.2-2)$$

式中, A_c 为载波交变分量的振幅; ω_c 为角频率; ϕ_c 为载波初始相位。被测信息信号可以对交变分量的振幅、频率或相位进行调制。

当载波频率变化时,载波信号的瞬时相位为载波瞬时角频率的积分与初始相位之和,即调制后的载波一般具有如下形式

$$E_c(t) = A_c(t) \cos\left[\int_0^t \omega_c(t) dt + \phi_c(t)\right] \quad (3.2-3)$$

式中, $A_c(t)$ 为调制后的载波振幅,即为振幅调制(AM); $\omega_c(t)$ 为调制后的载波瞬时频率,即为频率调制(FM); $\phi_c(t)$ 为调制后的载波初始相位,即为相位调制(PM)。

在通信领域,就是通过 LD 上施加电压,使得振幅 A_c 随信号的变化而变化,从而实现 LD 的振幅调制。振幅调制就是载波的振幅随调制信号的规律而变化,即用低频调制信号直接控制高频载波振幅的过程,而频率、相位保持不变。振幅调制,简称调幅。而式(3.2-3)中的 $A_c(t)$ 可用下式表示

$$\begin{aligned} A_c(t) &= A_c[m_a \cos(\omega_m t + \phi_m) + 1] \\ &= A_c[E_m(t) + 1] \end{aligned} \quad (3.2-4)$$

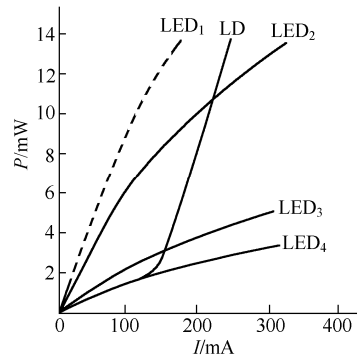


图 3-11 LED 与 LD 的 $P-I$ 曲线比较

$$\text{式 (3.2-2) 可等效为} \quad E(t) = A_c [1 + m_a \cos(\omega_m t + \phi_m)] \cos[\omega_c t + \phi_c] \quad (3.2-5)$$

式中, m_a 为调制深度, 即调幅系数, 它表示调制函数 $A_c(t)$ 对载波幅度的调变能力, 有

$$m_a = \frac{\Delta A_c}{A_c} = \frac{\text{调制波幅度的变化量}}{\text{载波幅度}} \leq 1 \quad (3.2-6)$$

而 $\omega_m = 2\pi f_m$ 为被测信息的谐波变化角频率, f_m 和 ϕ_m 相应地为频率和初始相位。

初始相位 $\phi_m = 0$ 的载波调制信号表达式为

$$E(t) = A_c (1 + m_a \cos \omega_m t) \cos[\omega_c t + \phi_c] \quad (3.2-7)$$

设调制信号如图 3-12(a) 所示, 则调制后的载波信号, 即式 (3.2-7) 所对应的波形如图 3-12(b) 所示。调制波形为以信号波为上下对称包络的波形。

将式 (3.2-7) 展开并进行傅里叶变换, 就可以得到单一正弦调制函数的调制波的时域表达式和频谱表达式。

$$E(t) = A_c \cos(\omega_c t + \phi_c) + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c + \omega_m)t + \phi_c] + \frac{m_a}{2} A_c \cos[(\omega_c - \omega_m)t + \phi_c] \quad (3.2-8)$$

$$E'(\omega) = A_c \delta(\omega - \omega_c) + \frac{m_a}{2} A_c \delta[\omega - (\omega_c \pm \omega_m)] \quad (3.2-9)$$

由图 3-12(c) 可见, 正弦调制函数的调幅信号包含有三个谐波分量: 以载波频率 ω_c 为中心频率的基频分量和以振幅为基波振幅之半、频率分别为中心频率与调制频率 (ω_c) 的和频 ($\omega_c + \omega_m$) 和差频 ($\omega_c - \omega_m$) 的两个分量。与正弦调制函数的单一谱线相比较, 就可发现调幅波的频谱由低频向高频移动, 而且又增加了两个边频。

对于频谱分布在 $\omega_c \pm \omega_m$ 范围内的任意函数 $x(t)$, 所对应的调幅波频谱是由以载波频率 ω_c 为中心的一系列边频组成的。若调制信号具有连续的带宽 ω_{\max} , 则调幅波的频带是 $\omega_c \pm \omega_{\max}$, 带宽为 $B_m = 2\omega_{\max}$, 其中 ω_{\max} 是调制信号的最高频率。

确定调制载波的频谱是选择检测通道带宽的依据。例如若载波频率为 $\omega_c = 5\text{MHz}$, 调制信号频率为 $\omega_m = 1\text{kHz}$, 则调幅后的载波频谱分布在 $f_L = 4.999\text{MHz}$ 和 $f_H = 5.001\text{MHz}$ 之间, 即调幅波的带宽为 $B_m = 2\text{kHz}$ 。这样就可使检测通道有选择地滤波, 减少噪声和干扰的影响, 有利于提高信噪比。

2. 光斩波技术

光斩波技术是利用机械调制结构对光的一种调制, 属于光的强度调制; 当调制结构随时间变化时, 调制光强也随时间变化, 称为光强度随时间的调制。光斩波技术中最简单最常用的方法是通过调制盘对光强进行调制。调制盘是用光刻的方法在基板上刻出许多透光和不透光的栅格, 也可在金属基体上通过机械加工而获得一些透光或不透光的图像。通常将调制盘置于光学系统的像平面上, 位于光电探测器前端。当目标像与调制盘之间有相对运动时, 调制盘的透光与不透光栅格切割像点, 使得通过调制盘的辐射能量变成断续输出, 光电探测器接收到的是光辐射被调制成周期性的强度信号。

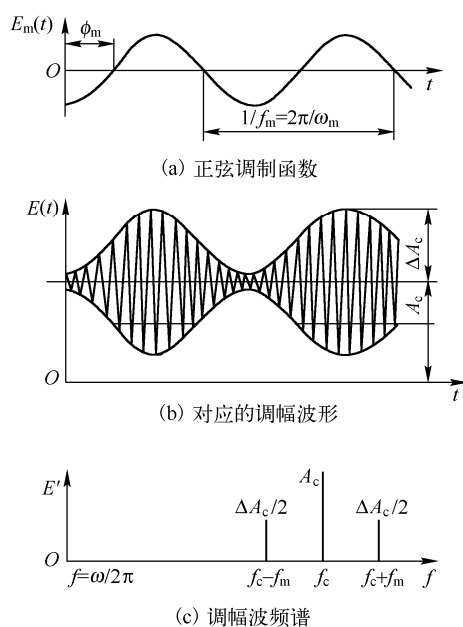


图 3-12 调幅波的波形和频谱图

调制盘把恒定的辐射通量变成周期性重复的光辐射通量。调制盘的主要作用是：首先将静止的目标像调制成交流信号以抑制噪声和光源波动的影响，提高系统的检测能力；其次可以进行空间滤波，抑制背景噪声；最后，能提供目标的空间方位等信息。

光电系统中的调制盘种类很多，按照调制方式不同可以分为调幅式、调频式、调相式和调宽式等几种。如图 3-13 所示是几种不同类型的调制盘。按照像点与调制盘之间相对运动的方式不同，又可将调制盘分为旋转式、光电扫描式(圆锥扫描式)和圆周平移式三种。无论哪种方式都将调制盘置于光学系统的像平面上。

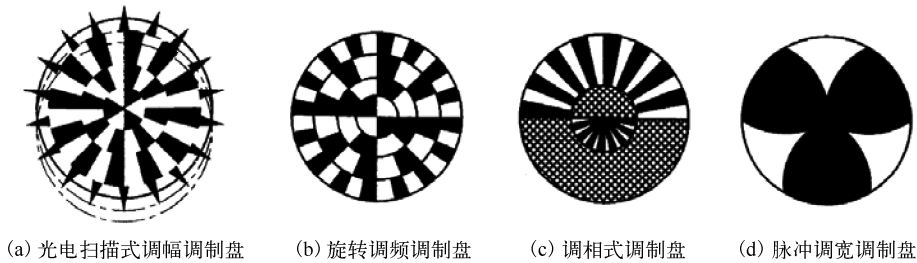


图 3-13 调制盘图案举例示意图

调制盘的种类很多，但都是空间分布的周期性结构。图 3-14(a)所示为一种简单的辐条式强度调制原理图，展开后的辐条图案如图 3-14(b)所示。当圆柱形的调制器沿其轴线匀速转动时，测量得到物体的像受到调制器辐条的调制。当圆柱连续转动时，调制盘图案可看成是无限长的图案在像平面上平移。调制后的方波如图 3-14(c)所示。调制周期为 T ，则调制方波的空间频率为 $F=1/T$ 。

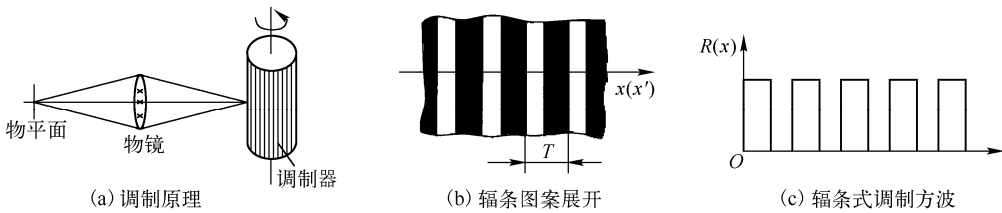


图 3-14 矩形辐条式调制盘

由于系统目标(例如飞机、军舰、坦克等)总是存在于背景(如大气、云层、地面物体等)之中，因此背景辐射总是不可避免地同时进入系统中。在红外跟踪系统中，背景辐射由于距离近甚至会比目标辐射大几个数量级，从而给系统带来很大的影响。利用目标和背景相对于系统的张角不同，即利用目标和背景空间分布的差异，调制盘可以抑制背景以突出目标，从而把目标从背景中分离出来。

图 3-15(a)所示为一种常用的日出式调制盘，该调制盘的上半区为目标调制区，由透过辐射与不透过辐射的辐射状扇形条交替而成；下半区为半透区，其透过率 $\tau=1/2$ 。将调制盘置于光学系统的焦平面上，调制盘中心与光轴重合，整个调制盘可以绕光轴以固定的角速转动。在调制盘后面配置场镜，把辐射会聚到探测器上。

小张角目标经光学系统后，落到调制盘上就是一个很小的像点；在调制盘转动后，目标像点交替经过调制盘的扇形条纹，产生一系列的脉冲串(见图 3-15(b))，而脉冲的形状取决于像点相对于扇形条纹的大小。脉冲串为矩形调幅波，即载波和调制信号均为占空比为 $1/2$ 的矩形波，载波的频率由调制盘的转速和扇形条分格数决定。设载波基频为 ω_0 ，则对调幅波进行频谱分析可知，调制盘透过函数的频谱为载频 ω_0 ， $3\omega_0$ ， $5\omega_0$ ， \cdots 两侧对称分布着调制方波的频谱

$\Omega_0, 3\Omega_0, 5\Omega_0, \dots$ 如图 3-16 所示。而背景信号如图 3-15(c)所示。对于小张角目标所成的像点可近似用 δ 函数来描述其空间频谱, 因此其频谱很宽, 此时光通量函数的频谱近似为调制盘透过率函数的频谱。而大张角背景经光学系统后, 在调制盘上成一个很大的像, 会充满整个或大部分调制盘。调制盘转动后, 输出的幅值不随时间变化或只有很小的变化, 基本上是一个直流信号, 其上只有很小的波纹, 如图 3-15(c)所示。从频域上看, 大背景的频谱为直流和低频分量。因此, 当小目标与大背景同时成像在调制盘上时, 探测器就会同时输出上述两种信号, 通过选择中心频率和频带宽度适当的电子滤波器, 就可以提取目标辐射信号而抑制背景辐射信号。像调制盘这种利用目标和背景的空间频谱分布的不同而滤除背景干扰的作用称为空间滤波, 而调制盘称为空间滤波器。

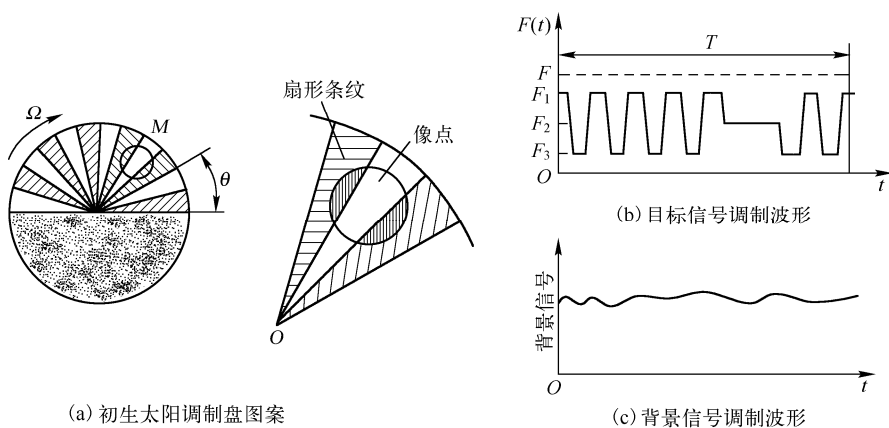


图 3-15 日出式调制盘及波形

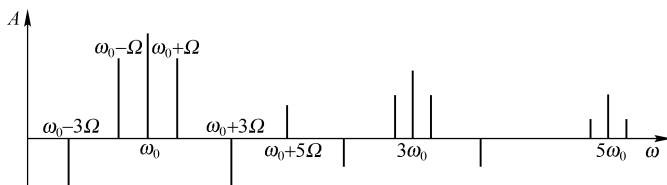


图 3-16 日出式调制盘透过率函数的频谱

在跟踪及制导系统中, 调制盘主要用来测量目标方位, 即把目标方位转换成可用信号, 从而给出误差信号驱动跟踪机构来跟踪目标; 此外就是上面所述的空间滤波。目标经光学系统成像后, 物平面上的一点 M' 对应着像平面上的一个像点 M , 如图 3-17 所示, 目标 M' 和像点 M 在物平面和像平面上的位置用极坐标 (ρ', θ') 和 (ρ, θ) 表示。若光学系统的焦距为 f , 则有

$$\begin{cases} \rho = f \tan \Delta q \\ \theta = \theta' \end{cases} \quad (3.2-10)$$

式中, ρ 为 xOy 平面内的像点 M 至 O 点的距离, 称为像点偏离量; θ 为像点方位角; Δq 为失调角, 它反映了目标偏离光学系统光轴的大小。这样, 像点的位置 (ρ, θ) 或 $(\Delta q, \theta)$ 便与目标在空间的方位 $(\Delta q, \theta')$ 联系起来。

对于偏离量为 ρ , 方位角为 θ 的像点 M , 如果像点尺寸不能被忽略, 那么假定像点为圆形, 像点上辐射照度均匀分布, 设像点总面积为 S 。像点上一部分辐射功率 P_1 能透过调制盘, 其面积为 S_1 ; 像点上余下部分的辐射功率 P_2 不能透过调制盘, 面积为 S_2 , 如图 3-18 所

示。显然, P_1 与 S_1 成正比, P_2 与 S_2 成正比。当调制盘转过一个扇形角度后, P_1 称为不能透过调制盘的辐射功率, P_2 称为能透过调制盘的辐射功率。如果调制盘匀速转动, 则在日出式调制盘的上半圆调制区内, 透过调制盘的辐射功率就在 P_1 和 P_2 之间周期性变化; 在下半圆半透区内, 透过调制盘的功率为像点总功率 P 的一半。此时调制信号的幅值应为 $|P_1 - P_2|$, 它与 $|S_1 - S_2|$ 成正比。

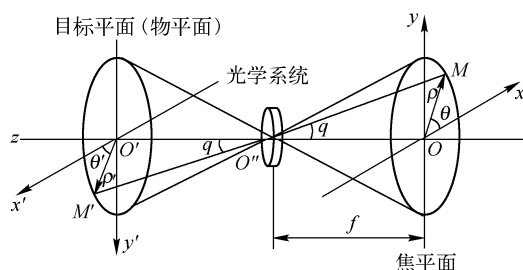


图 3-17 目标和像点的关系

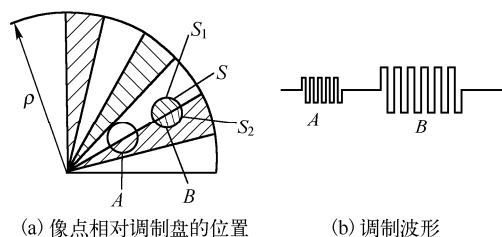


图 3-18 像点相对调制盘格子及调制波形

为方便分析问题, 引入调制深度 m 的概念, 它的定义是

$$m = \frac{|P_1 - P_2|}{P} = \frac{|S_1 - S_2|}{S} \quad (3.2-11)$$

式中, P 为像点总功率, 它与像点的总面积 S 成正比。 m 表征目标像点辐射功率中被调制部分所占的比重。 m 越大, 调制信号的幅值越大。它是目标像点(弥散斑)大小与调制盘格子尺寸的函数。

假定目标像点的面积不变, 则随着像点偏离量 ρ 增大, 即像点由 A 位移到 B , 则 S_1 增大 S_2 减小, m 将逐渐增大, 即调制信号的幅值逐渐增大。反之亦然。因此, 这种调制盘在像点面积一定时, 所得调幅信号的调制深度 m 是目标像点在调制盘上的偏离量 ρ 的函数, 即 $m = f(\rho)$ 。于是, 就可以用调制信号的幅度来表示像点偏离量的大小。若像点的面积 S 为变值, 则 m 将随着 ρ 及 S 两个参数变化, 即

$$m = (\rho, S) \quad (3.2-12)$$

3. OTDR 技术

在一段光纤上注入窄带光脉冲, 根据光雷达原理, 当光纤存在断裂、焊接点等突变时, 在该突变点将产生后向散射, 通过测量后向散射光随时间变化的关系来检查光纤的连续性并测出其衰减。在光纤上不同长度处的突变点向后散射产生的峰值在一定的时差内到达测量端, 根据时差可以得到相应的突变点对应的长度, 从而确定焊接点或断裂点的位置, 实现对光纤性能的测量。这就是光纤测量中的 OTDR 技术, 这种技术利用光纤中的突变点对光产生瑞利后向散射, 从而改变光纤后向散射的光强, 实现对光纤突变点位置的测量, 因此, OTDR 技术属于光的强度调制。有关 OTDR 技术的详细介绍, 见 4.10.3 节的分布式传感技术。

4. 光纤传感器中的光强度调制技术

任何介质, 对各种波长的电磁波能量会或多或少地吸收, 这是物质普遍的性质。完全吸收和完全透明的物质是不存在的。光通过光纤时, 随穿透光纤深度的加大光强逐渐减弱, 因此对于特定的介质, 在衰减不变的情况下, 从光纤末端出射的光强与光纤长度成正比, 其本质是光纤长度对其中传播光的强度产生调制, 有关这部分内容的详细介绍见 4.3.1 节。

光纤传感中采用发射光纤与接收光纤错开一定横向距离, 耦合到接收端的光强与横向距离成一定的关系, 通过这种方法测量横向距离, 其本质上属于距离对光强的调制, 有关这部分内

容的详细介绍见 4.3.2 节。

当光纤的弯曲状态发生变化时, 会引起光纤中的模式耦合, 其中有些导模变成了辐射模, 从而引起微弯损耗。微弯损耗属于微弯周期对光纤中光强度的调制, 有关这部分内容详细介绍见 4.3.3 节。

当电离辐射作用于石英材料时, 石英晶体将发生物理和化学上的变化, 且变化的程度正比于石英晶体受到的辐射量。辐射能可以打破光纤纤芯内的 SiO_2 共价键, 取而代之的是锗原子、铅原子、硼原子或其他元素的杂质, 形成晶格缺陷。晶格缺陷使光纤吸收损耗加大, 形成辐射量对光强度的调制, 在光纤出射端探测衰减程度实现对辐射的测量。这是传统的光纤辐射传感器, 其本质属于辐射对光强的调制, 有关辐射型光纤传感技术的详细介绍见 4.3.4 节。

5. 受抑全内反射技术

如图 3-19 所示, 当光线由光密介质 1 进入光疏介质 2 时, 如果入射角大于临界角, 则光会发生全反射。在此条件下虽然入射波完全反射, 但是此时存在一种特殊的透射波场, 当它穿过反射表面而进入光疏介质 2 中时, 会迅速衰减, 这就是所谓的倏逝波。在光疏介质 2 中, 倏逝波按指数规律急剧衰减, 其穿透深度极小, 按习惯取其振幅减小到界面处振幅的 $1/e$ 时的长度称为有效穿透深度 t_e , 有效穿透深度为波长量级。当光疏介质 2 的厚度 d 小于有效穿透深度且其后存在介质 3 时, 则全内反射会受到抑制, 光波有一部分将通过介质 2 进入介质 3, 这种现象即是受抑全内反射现象。通过改变介质 2 的厚度 d , 可以实现对透射光或反射光光强大小的调制, 因此, 这种调制属于介质厚度 d 对光强的调制。有关倏逝波及受抑全内反射技术的详细内容见 5.2 节。

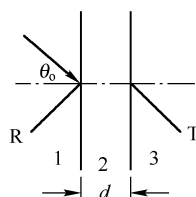


图 3-19 受抑全内反射原理示意图

3.2.3 光的频率调制技术

1. 布里渊散射技术

布里渊散射是光在不均匀介质中传播时发生的一种散射现象, 它的频率和强度相对入射光均发生变化。布里渊散射后的光相对于入射光频率的变化量称为布里渊频移。布里渊频移和强度与光纤材料中的声速有关, 声速又会受到光纤材料的热光特性和弹光特性的影响, 而光纤中的热光效应和弹光效应与光纤材料的折射率、杨氏模量、泊松比和密度有关, 因此光纤中温度和应变的变化都会引起布里渊频移和强度的变化, 也就是说, 温度和应变的变化对光纤中传播光的频率产生了调制。因此从本质上说布里渊散射是外部参数对光频率的调制。本节从理论上分析光纤材料的折射率、杨氏模量、泊松比和密度与光纤温度和应变的关系, 还给出了布里渊频移与温度和应变的依赖关系。

当光信号通过介质时, 一部分会偏离原来的传播方向而向空间散射。散射光在强度、方向、偏振态乃至频谱上都有可能与入射光不同。光散射的特性与介质的成分、结构、均匀性及物态变化都有密切的关系。产生光散射的原因在宏观上可看作是介质的光学不均匀性或折射率不均匀性所引起的, 它使介质中局部区域形成散射中心。产生介质不均匀性的原因很多, 不同原因具有不同的机理, 可分为几种散射形式: 布里渊散射、瑞利散射和拉曼散射等。布里渊散射是由声波或声学支声子波引起的。瑞利散射是粒子对光的直接后向散射。拉曼散射是由分子内部的振动或光学支声子波引起的。光散射是由光子与微观粒子(原子、分子、电子及声子等)

发生碰撞所引起的，碰撞的结果使入射光子散射成为一个能量或方向与入射光子不同的散射光子，相应的微观粒子的能量和动量都发生变化，并遵循能量守恒和动量守恒定律。图 3-20 示出了光纤中的背向散射光谱。

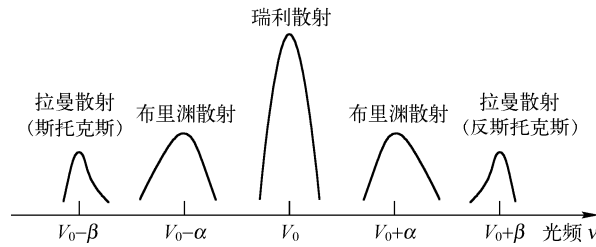


图 3-20 散射光谱示意图

光纤中的布里渊散射效应是注入的光波场与光纤中的弹性声波场间相互耦合作用而产生的一种非线性光散射现象。根据入射光强度的不同，光纤中会产生自发布里渊散射或受激布里渊散射。

(1) 自发布里渊散射

自发布里渊散射来自于常温状态下介质中存在自发热运动所形成的连续弹性力学振动，这种弹性振动引起介质密度在时间和空间上周期性变化，相当于在介质内部产生一个自发的声波场，这个声波场使介质中产生一个与声波传播速度相同的运动着的折射率光栅。当光射入介质时，折射率光栅使光产生散射，光栅的运动使散射光产生多普勒频移。散射光称为布里渊散射光，散射光的频移称为布里渊频移，图 3-21 示出了自发布里渊散射的产生过程。

产生的布里渊频移为
$$\nu_B = \frac{w_A}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p} \quad (3.2-13)$$

若石英光纤的 $n=1.46$ ， $v_A=5945\text{m/s}$ ，泵浦光波长为 $1.55\mu\text{m}$ ，布里渊频移约为 11.2GHz 。

(2) 受激布里渊散射

光纤中的受激布里渊散射(SBS)是强感应声波场对入射光作用的结果。如图 3-22 所示，当进入光纤的入射光(频率为 ω_p)泵浦功率超过某一阈值时，光纤内产生的电致伸缩效应使得光纤产生周期性形变或弹性振动，即光纤中产生了频率为 ω_A 的相干声波。该声波沿其传播方向使光纤折射率被周期性调制，从而形成了一个以声速 v_A 运动的折射率光栅，此折射率光栅对入射光产生布拉格衍射。由于多普勒(Doppler)效应，散射光频率下移 ω_A ，即产生了频率为 $\omega_s=\omega_p-\omega_A$ 的斯托克斯(Stokes)散射光。满足波场相位匹配的声波场得到极大增强，从而使光纤内的电致伸缩声波场和相应的散射波光场的增强大于它们各自的损耗，出现声波场和散射光场的相干放大，从而导致大部分传输光功率被转化为后向散射，产生SBS现象。

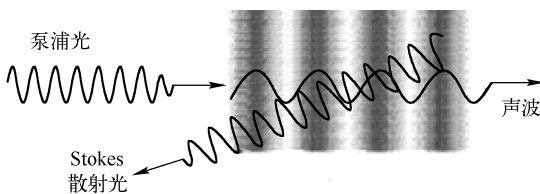


图 3-21 自发布里渊散射过程示意图

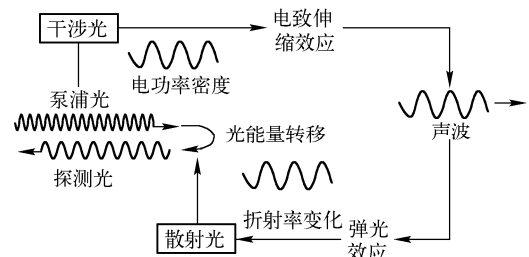


图 3-22 SBS 产生过程示意图

(3) 布里渊频移

光纤中布里渊散射频移

$$\nu_B = 2n\nu_A / \lambda_0 \quad (3.2-14)$$

其中, ν_B 为布里渊频移, n 为光纤纤芯折射率, λ_0 为入射光在真空中的波长, ν_A 为光纤中的声波速度, 有

$$\nu_A = \sqrt{\frac{(1-u)E}{(1+u)(1-2u)\rho}} \quad (3.2-15)$$

其中, E 为杨氏模量, u 为泊松比, ρ 为密度。对于普通石英介质光纤, 其散射主要发生在背向, 因此在后面的分析中, 只考虑背向散射的情形, 即 $\theta=\pi$ 。对于普通的石英光纤: $n \approx 1.46$, $\nu_A \approx 5945\text{m/s}$; 当 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$ 时, $\nu_B \approx 11.2\text{GHz}$; $\lambda_0 = 1310\text{nm}$ 时, $\nu_B \approx 13\text{GHz}$ 。

温度和应变分别通过热光效应和弹光效应使光纤折射率 n 发生变化, 同时温度和应变通过对杨氏模量 E 、泊松比 u 和密度 ρ 的调制来实现对声速的影响, 所以光纤的温度和应变变化都会引起布里渊频移的变化。将光纤的折射率 n 、杨氏模量 E 、泊松比 u 和密度 ρ 均表示为温度 T 、应变 ε 的函数, 分别记为 $n(T, \varepsilon)$ 、 $E(T, \varepsilon)$ 、 $u(T, \varepsilon)$ 和 $\rho(T, \varepsilon)$, 将它们代入式 (3.2-15) 得

$$\nu_B(T, \varepsilon) = \frac{2\nu_0}{C} n(T, \varepsilon) \sqrt{\frac{E(T, \varepsilon)[1-u(T, \varepsilon)]}{[1+u(T, \varepsilon)][1-2u(T, \varepsilon)]\rho(T, \varepsilon)}} \quad (3.2-16)$$

(4) 布里渊频移的温度特性

由于自发布里渊散射是由介质声学声子引起的非弹性散射, 因此自发布里渊散射的频移主要取决于介质的声学、弹性力学和热弹性力学等特性。当光纤的温度和应变等发生变化时, 就会引起这些介质特性的变化, 从而引起布里渊频移的变化。

① 光纤的热膨胀系数与温度的关系

光纤长度会因温度改变而发生变化, 这种变化用线膨胀系数 β 来描述。如果长度为 l 的光纤因温度上升 δT 而增长 δl , 则

$$\beta = \frac{\delta l}{l} \cdot \frac{1}{\delta T} \quad (3.2-17)$$

已报告的实验数据显示, 对于给定的材料, β 值不是常数, 而是随温度变化而略有变化, 通过实验数据可以看出 β 是随温度在一定范围内近似线性变化的量, 对数据进行拟合, 得 β 与温度的关系式为

$$\beta(T) = (0.37 + 7.34 \times 10^{-4} T) \times 10^{-6} \quad (3.2-18)$$

② 光纤密度与温度的关系

设一段光纤的质量为 M , 初始温度为 T_0 , 此时光纤的半径和长度分别为 r_0 和 l_0 。当该段光纤的温度变化到 T 时, 密度为

$$\rho(T) = \frac{M}{\pi r_0^2 l_0 [1 + \beta(T - T_0)]^3} \approx \rho(T_0) [1 - 3\beta(T - T_0)] \quad (3.2-19)$$

由式 (3.2-18) 可知 β 是随着温度线性变化的量, 通过热膨胀系数可得光纤材料密度和温度之间的关系式为

$$\rho(T) = 2200.17 - 4.04 \times 10^{-3} T \quad (3.2-20)$$

③ 光纤折射率与温度的关系

光纤折射率与温度的关系式可表示为

$$n(T) = n(T_0) + n'_1(T - T_0) \quad (3.2-21)$$

式中, n'_T 为折射率的温度系数。通常, 温度对折射率的影响, 都与热膨胀系数 β 联系在一起

$$n'_T = \frac{dn}{dT} = \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{\partial n}{\partial T} - 3\beta\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \quad (3.2-22)$$

由此可以看出 n'_T 是一个随温度变化的量, 所以折射率和温度之间存在近似的线性关系。通过对实验数据进行线性拟合, 可得到光纤材料折射率与温度之间的关系式为

$$n(T) = 1.45 + 2.12 \times 10^{-5} T \quad (3.2-23)$$

④ 杨氏模量与温度的关系

在 $-50^\circ\text{C} \sim 1000^\circ\text{C}$ 的范围内, 杨氏模量与温度之间具有线性关系, 对实验数据进行拟合, 得到杨氏模量与温度的关系为

$$E(T) = E(T_0) + E'(T - T_0) = (7.25 + 1.35 \times 10^{-3} T) \times 10^{10} \text{ N/m}^2 \quad (3.2-24)$$

⑤ 泊松比与温度的关系

剪切模量 G 同样是温度变化的线性函数, 对实验数据进行拟合, 可得

$$G(T) = G(T_0) + G'(T - T_0) = (3.11 + 4.6 \times 10^{-4} T) \times 10^{10} \text{ N/m}^2 \quad (3.2-25)$$

根据泊松比的定义、杨氏模量的定义和光纤材料的各向同性, 可得泊松比

$$u = \frac{1}{2G_0} [(E_0 - 2G_0) + \frac{1}{G_0} (E_0 G' - E' G_0) T' - \frac{G'}{G_0^2} (E_0 G' - E' G_0) T'^2 + \dots] \quad (3.2-26)$$

其中, $T' = (T - T_0)/T_0$ 表示无量纲的温度变化。由式 (3.2-24)、式 (3.2-25) 和式 (3.2-26) 可得泊松比与温度的关系式为

$$u(T) = 0.17 + 8.77 \times 10^{-4} T' - 2.60 \times 10^{-6} T'^2 \approx 0.17 + 4.515 \times 10^{-5} T \quad (3.2-27)$$

在建立布里渊频移与温度的对应关系时, 只考虑温度的影响, 因此先假设应变 $\varepsilon = 0$ 。这样式 (3.2-16) 中的布里渊频移表达式变成如下只与温度有关的函数

$$v_B(T, 0) = \frac{2v_0}{C} n(T, 0) \sqrt{\frac{E(T, 0)[1 - u(T, 0)]}{[1 + u(T, 0)][1 - 2u(T, 0)]\rho(T, 0)}} \quad (3.2-28)$$

在已知光纤的各个参数的情况下, 就可以很方便地得到布里渊频移与温度的定量关系。值得说明的是, 要详细推导并得出所有这些参数的定量取值, 需要对光纤微观结构及原子间的相互作用势进行研究, 这是一个较为复杂的物理问题, 因此本文只给出它们的典型取值, 对取值的详细推导过程不再做进一步的讨论。在参考温度为常温 $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$ 时, 单模石英光纤与温度相关的各个参数值如下

$$\begin{aligned} n(T_0, 0) &= 1.46, n_T = 2.12 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}, \rho_T = \rho(T_0, 0) \times 1.65 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C} \\ E(T_0, 0) &= 7.3 \times 10^{10}, E_T = 1.35 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}, u(T_0, 0) = 0.17, u_T = 4.515 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C} \end{aligned} \quad (3.2-29)$$

将这些参数代入式 (3.2-28), 可得温度变化与布里渊频移的定量关系如下

$$v_B(T, 0) = v_B(T_0, 0)(1 + 1.18 \times 10^{-4} \Delta T) \quad (3.2-30)$$

当应变为 0, 温度为 20°C , 泵浦光波长为 $1.55\mu\text{m}$ 时, 普通单模石英光纤的布里渊频移约为 11GHz , 由式 (3.2-30) 可知布里渊频移与温度呈线性关系, 温度变化 1°C , 布里渊频移变化约 1.2MHz 。

(5) 布里渊频移的应变特性

与分析温度对布里渊频移的影响类似, 在分析应变 ε 与布里渊频移的关系时, 不考虑温度变化对频移的影响, 即在假设温度变化为一固定值 (如 $T_0 = 20^\circ\text{C}$) 的条件下来考虑应变对布里渊频移的影响, 于是式 (3.2-16) 中的布里渊频移与应变的关系可表示为

$$v_B(T_0, \varepsilon) = \frac{2v_0}{C} n(T_0, \varepsilon) \sqrt{\frac{E(T_0, \varepsilon)[1 - u(T_0, \varepsilon)]}{[1 + u(T_0, \varepsilon)][1 - 2u(T_0, \varepsilon)]\rho(T_0, \varepsilon)}} \quad (3.2-31)$$

其中, 应变对光纤材料折射率的影响是通过弹光效应引起的; 应变对杨氏模量和泊松比的影响, 与光纤内部原子间的相互作用势有关。对小应变, 在 $\varepsilon=0$ 点对式 (3.2-31) 做泰勒展开, 准确到 ε 的一次项, 并令 $\Delta n_\varepsilon = n_\varepsilon / n(T_0, 0)$ 、 $\Delta u_\varepsilon = u(T_0, 0)u_\varepsilon [2 - u(T_0, 0)] / \{[1 - u^2(T_0, 0)][1 - 2u(T_0, 0)]\}$ 、 $\Delta \rho_\varepsilon = -\rho_\varepsilon / 2\rho(T_0, 0)$ 、 $\Delta E_\varepsilon = E_\varepsilon / 2E(T_0, 0)$, 可得

$$v_B(T_0, 0) = v_B(T_0, 0)[1 + (\Delta n_\varepsilon + \Delta \rho_\varepsilon + \Delta E_\varepsilon + \Delta u_\varepsilon)\varepsilon] \quad (3.2-32)$$

对上式中的各个应变相关的参数, 我们同样不对其取值的详细推导过程加以讨论, 只给出其典型取值:

$$\Delta n_\varepsilon = -0.22, \Delta \rho_\varepsilon = 0.33, \Delta E_\varepsilon = 2.88, \Delta u_\varepsilon = 1.49 \quad (3.2-33)$$

$$v_B(T_0, 0) = v_B(T_0, 0)(1 + 4.48\varepsilon) \quad (3.2-34)$$

$$\Delta v_B = v_B(T_0, \varepsilon) - v_B(T_0, 0) = 4.48v_B(T_0, 0)\varepsilon \quad (3.2-35)$$

在应变对布里渊频移的影响中, 杨氏模量、泊松比对频移变化的贡献远大于其他两个参数, 因此, 光纤中由应变引起的布里渊频移变化主要是通过调制杨氏模量和泊松比实现的。

由于光纤中应变 ε 的数量级为 10^{-3} , 所以由式 (3.2-35) 可知, $\Delta v_B / v_B(T_0, 0) \approx 4.5 \times 10^{-3}$, 当入射光波长为 $1.55\mu\text{m}$, 单模普通石英光纤在常温及无应变的情况下的布里渊频移约为 11GHz , 故应变每变化 10^{-3} 所引起的布里渊频移变化 $\Delta v_B \approx 50\text{MHz}$ 。

2. 声光调制技术

声光调制的物理基础是超声波引起晶体的应变, 产生应变场, 晶体在应变场的作用下发生形变, 分子间的相互作用力发生改变, 导致介电常数及折射率的改变。由于声波的周期性, 导致晶体的折射率也呈周期性变化, 产生类似于光栅的光学结构。当光波通过此介质时, 会产生光的衍射, 引起光强度、频率和方向随声场发生变化, 从而对入射的光波产生调制, 这种调制称为声光调制, 这种物理现象称为弹光效应。

声光调制器与偏转器正是利用声光衍射的这些性质来实现的。

按照超声波频率的高低和介质中声光相互作用长度的不同, 由声光效应产生的衍射有两种常用的极端情况: 拉曼-奈斯(Raman-Nath)衍射和布拉格(Bragg)衍射。衡量这两类衍射的参量是

$$Q = 2\pi L \lambda / \lambda_s^2 \quad (3.2-36)$$

式中, L 是声光相互作用长度; λ 是通过声光介质的光波长; λ_s 是超声波长。当 $Q \leq 0.3$ 时, 为拉曼-奈斯衍射。当 $Q \geq 4\pi$ 时, 为布拉格衍射。而在 $0.3 < Q < 4\pi$ 的中间区域, 衍射现象较为复杂, 称为过渡区域, 通常的声光器件均不工作在这个范围内。

(1) 调制原理

$$\text{声波的波动方程为} \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{v_s^2 \partial t^2} \right) a(x, t) = 0 \quad (3.2-37)$$

$a(x, t)$ 为声波函数, v_s 为声波沿 x 方向传播的速度。方程通解为

$$a(x, t) = f(v_s t - x) + g(v_s t + x) \quad (3.2-38)$$

$$\text{取沿 } x \text{ 轴正向传播的特解} \quad a(x, t) = A_s \sin(\omega_s t - k_s x) \quad (3.2-39)$$

其中, ω_s 为声波的频率, k_s 为声波的波数, 即声波相位变化 2π 时对应的传播长度, A_s 为声波的振幅。

在声场作用下, 介质发生弹性形变, 介质密度发生相应改变, 导致介质折射率也发生改变。

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = P_{ij}S_j(x,t) \quad i, j = 1, 2, \dots, 6 \quad (3.2-40)$$

介质折射率发生周期性的空间变化, 形成相位光栅, 对折射率 n 求导, 可以得到折射率随时间及位置的变化关系

$$\Delta n(x,t) = -\frac{1}{2}n^3PS(x,t) = -\frac{1}{2}n^3P\frac{\partial a}{\partial x} = \Delta n_m \cos(\omega_s t - k_s x) \quad (3.2-41)$$

当光波通过折射率周期分布的介质时会发生衍射。相位光栅以 v_s 的速度运动。由于声速远远小于光速, 可以近似认为相位光栅固定。

(2) Raman-Nath 衍射

在超声波频率较低, 且声光介质的厚度 L 又比较小的情况下, 当激光垂直于超声场的传播方向入射到声光介质中时, 将产生明显的拉曼-奈斯声光衍射现象, 如图 3-23 所示。在这种情况下, 超声光栅类似于平面光栅, 当光通过时, 将产生多级衍射, 而且各级衍射的极大值对称分布在零级条纹的两侧, 其强度依次递减。

① 超声行波的情况

假设频率为 Ω 的超声波是沿 v_s 方向传播的平面纵波, 波矢为 k_s , 如图 3-23 所示, 在介质中将引起正弦形式的弹性应变相应地将引起折射率椭球的变化, 声光介质在超声波作用下, 折射率沿 v_s 方向出现了正弦形式的增量, 因而声光介质沿 v_s 方向的折射率分布为

$$n(x_1,t) = n_0 - (\Delta n)M \sin(k_s x_1 - \Omega t) \quad (3.2-42)$$

如果光通过这种折射率发生了变化的介质, 就会产生衍射。根据理论分析, 各级衍射光的衍射角 θ 满足如下关系

$$\lambda_s \sin \theta = m\lambda \quad m=0, \pm 1, \dots \quad (3.2-43)$$

相应于第 m 级衍射的极值光强为 $I_m = I_i J_m^2(\varphi)$, 式中, I_i 是入射光强, $\varphi = 2\pi(\Delta n)ML/\lambda$ 表示光通过声光介质后, 由于折射率变化而引起的附加相移, $J_m(\varphi)$ 是第 m 阶贝塞尔函数。由于 $J_m^2(\varphi) = J_{-m}^2(\varphi)$, 所以, 在零级透射光两边, 同级衍射光强相等, 这种各级衍射光强的对称分布是拉曼-奈斯型衍射的主要特征之一。相应各级衍射光的频率为 $\omega + m\Omega$, 即衍射光相对入射光有一个多普勒频移。

② 超声驻波的情况

在光电子技术的实际应用中, 声光介质中的超声波可能是一个声驻波, 在这种情况下, 介质中沿 $x_1(v_s)$ 方向的折射率分布为

$$n(x_1,t) = n_0 + \Delta n M \sin \Omega t \sin k_s x_1 \quad (3.2-44)$$

光通过这种声光介质时, 其衍射极大的方位角 θ 仍满足

$$\lambda_s \sin \theta = N\lambda, \quad N = 0, \pm 1, \dots \quad (3.2-45)$$

各级衍射光强将随时间变化, 正比于 $J_{2m}^2(\varphi \sin \Omega t)$, 以 2Ω 的频率被调制。这一点是容易理解的: 因为声驻波使得声光介质内各点折射率增量在半个声波周期内均要同步地由“+”变到“-”, 或由“-”变到“+”一次, 故在其越过零点的一瞬间, 各点的折射率增量均为零, 此时各点的折射率相等, 介质变为无声场作用情况, 相应的非零级衍射光强必为零。此外, 理论分析指出, 在声驻波的情况下, 零级和偶数级衍射光束中, 同时有频率为 $\omega, \omega \pm 2\Omega, \omega \pm 4\Omega, \dots$ 的频率成分; 在奇数级衍射光束中, 则同时有频率为 $\omega \pm \Omega, \omega \pm 3\Omega, \dots$ 的频率成分。

(3) Bragg 衍射

在实际应用的声光器件中, 经常采用布拉格衍射方式工作。布拉格衍射是在超声波频率较

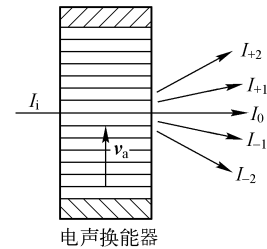


图 3-23 拉曼-奈斯衍射图

高, 声光作用区较长, 光线与超声波波面有一定角度斜入射时发生的。这种衍射工作方式的显著特点是衍射光强分布不对称, 而且只有零级和+1 或-1 级衍射光, 如图 3-24 所示。如果恰当地选择参量, 并且超声功率足够强, 可以使入射光的能量几乎全部转移到零级或 1 级衍射极值方向上。因此, 利用这种衍射方式制作的声光器件, 工作效率很高。

由光的电磁理论可以证明, 对于频率为 ω 的入射光, 其布拉格衍射的 ± 1 级衍射光的频率为 $\omega \pm \Omega$, 相应的零级和 1 级衍射光强分别为

$$I_0 = I_i \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right), \quad I_1 = I_i \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (3.2-46)$$

式中, φ 是光通过声光介质后, 由折射率变化引起的附加相移。可见, 当 $\varphi/2 = \pi/2$ 时, $I_0 = 0$, $I_1 = I_i$ 。这表明, 通过适当地控制入射超声功率可以将入射光功率全部转变为 1 级衍射光功率。根据这一突出特点, 可以制作出转换效率很高的声光器件。

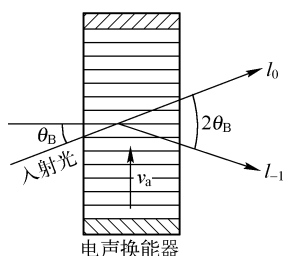


图 3-24 布拉格衍射图

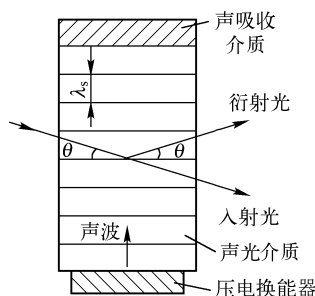


图 3-25 声光器件结构原理图

(4) 声光调制器

产生声光效应的器件叫声光器件。声光器件由声光介质、电-声换能器和声吸收材料等组成, 其结构如图 3-25 所示。声光介质是声光相互作用的媒介, 可以是各向同性或各向异性介质; 电-声换能器也称超声波发生器, 其作用是将高频振荡器输入的电功率转换成声功率, 使得在介质中形成超声场。根据换能器的形式与形状可以产生平面波或球面波。吸声或反射材料则用于吸收或反射超声波, 以便在声光介质中形成行波场或驻波场。声光调制器是声光效应的典型应用。

入射光束以布拉格角入射至声光介质, 同时在其对称方向接收衍射光束, 此时一级衍射光强与声波强度成线性关系, 若对声波强度加以调制, 衍射光强也就被调制, 这样就能够将需要传输的信息加载到光波上, 此即为声光调制原理。声光调制器的工作方式除 1 级输出外也可以采用零级输出的形式。布拉格衍射的效率较高, 理论上 1 级衍射效率可达 100%, 一般可达 60% 以上。拉曼-奈斯声光衍射也能用于光强调制, 其 1 级衍射效率为 34%, 相对较低。

图 3-26 为声光调 Q 装置示意图。声光调制器由换能器、声光介质、吸声材料和电源组成。一般换能器由压电材料(如铌酸锂、石英等)制成。由换能器获得的超声波耦合到声光介质(如玻璃、熔融石英和钽酸锂等), 并在其中形成超声场。吸声材料一般用金属铝。声光调制器在激光器谐振腔中按布拉格条件安置。当超声波存在时, 光束将以布拉格条件决定的衍射方向传播, 偏离谐振腔的轴线, 使得腔内损耗严重。但撤掉超声波后, 光束将在均匀的声光媒介中沿腔轴线传播, 不发生偏转, 使得 Q 值升高。这种调 Q 方法具有能够获得稳定输出和较高的重复频率的优点, 大多用于中等功率、重复频率高的脉冲激光器中。

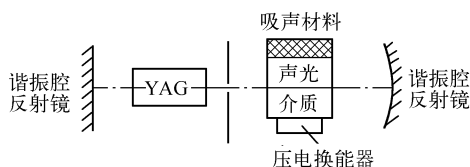


图 3-26 声光调 Q 装置示意图

3. 光栅的频率调制技术

用衍射光栅可以实现频率调制。因为衍射光栅的栅距很小，光照到衍射光栅上，就像照射到许多均匀刻划的狭缝上一样，从而产生衍射。用光栅进行频率调制的原理如图 3-27 所示。衍射光栅在电动机的带动下，以角速度 ω 旋转，激光经聚光镜聚焦在光栅盘的刻线上，透射光被光栅衍射分为0级、 ± 1 级、 ± 2 级等衍射光。若光照射光栅刻线处的线速度为 v ，光栅刻划间距为 P ，那么 1 级衍射光发生的频移为

$$f = v/P \quad (3-35)$$

若用光电器件接收+1 级衍射光，则光频 ν 被调制为 $\nu+f$ ，即实现频率调制。这种频率调制的稳定性与光栅转速的稳定性有关，调制频率可达 20MHz。

4. 塞曼频率调制技术

塞曼双频激光器通常是在 632.8nm 波长 He-Ne 激光器上加磁场而得到的。由于塞曼效应、模牵引效应和模竞争效应的综合作用，使激光器输出频差小于 3MHz 的正交圆偏振光或频率为几百千赫的线偏振光。

1896 年，塞曼(P.Zeeman)发现，当光源放在足够强的磁场中时，所发的光谱线都分裂成几条，条数随能级的类别而不同，分裂后的谱线成分是线偏振的，这一现象称为塞曼效应。

图 3-28 和图 3-29 分别为纵向和横向塞曼双频激光器的结构。 M_1 和 M_2 是两个激光反射镜；T 是 He-Ne 激光放电管；若放电管上加纵向磁场 B (即磁场方向与光束方向平行)，激光器输出频率不同的两个圆偏振光(一个为左旋圆偏振光，一个为右旋圆偏振光)；如果加横向磁场(即磁场方向与光束方向正交)，则激光器输出分别平行和垂直于磁场方向的两个正交偏振的线偏振光。

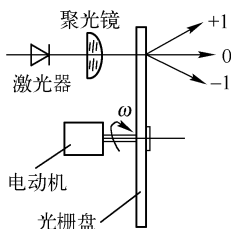


图 3-27 光栅进行频率调制的原理

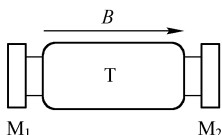


图 3-28 纵向塞曼双频激光器

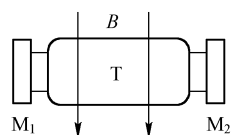


图 3-29 横向塞曼双频激光器

图 3-30(a) 和 (b) 分别为纵向和横向塞曼激光器的增益特性曲线。

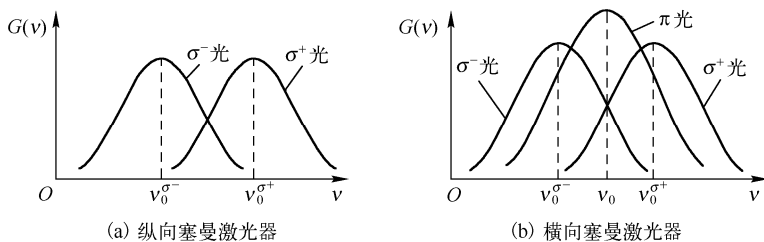


图 3-30 塞曼激光器的增益特性曲线

图 3-31 所示为纵向和横向塞曼激光器的模牵引示意图。考虑纵向塞曼双频激光器，见图 3-31(a)，当腔模出现在 σ^- 和 σ^+ 两种光谱线的交点处(也正好是未加磁场时增益曲线的中心频率)时，由于模牵引效应，一个单纵模将分别被两光谱线的中心频率牵引向原来位置的左右

两边。其最终结果则是，一个激光频率变成了两个，一个为左旋圆偏振的 $\nu_0^{\sigma^-}$ 光，另一个为右旋圆偏振的 $\nu_0^{\sigma^+}$ 光。横向塞曼激光器的模牵引分析与纵向塞曼激光器类似，只是频率牵引发生的位置不在光增益中心频率 ν_0 处。其中一个腔模频率被牵引成偏振方向与磁场正交的 ν^σ 光和偏振方向与磁场平行的 ν^π 光。

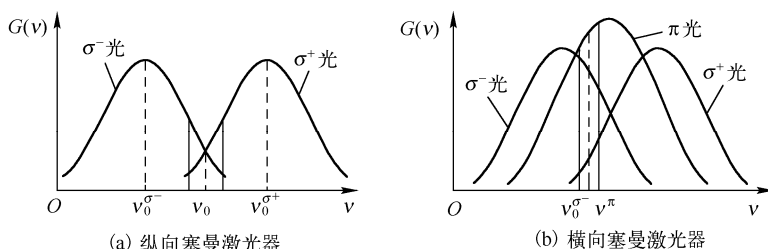


图 3-31 塞曼激光器中的模牵引示意图

纵向塞曼效应双频激光器的频率分裂可表示为

$$\Delta\nu_{\text{zeeman}} = \sigma_r \Delta\nu_z \quad (3.2-47)$$

式中， $\Delta\nu_z$ 为塞曼效应引起的 σ 光谱线和 π 光谱线的中心频率之差； σ_r 为模牵引因子，其值一般由实验测定，约为 2×10^{-3} 。

纵向塞曼双频激光器中左旋和右旋圆偏振光的频差不能大于 3MHz，其原因是只有当磁场增大时， $\Delta\nu_{\text{zeeman}}$ 才能增加；但磁场大到一定值，使得左旋光和右旋光的中心频率的间隔达到 1500MHz 左右(即多普勒线宽 $\Delta\nu_D$ 值)时，两束光的增益线完全分离，两中心频率不能同时对一个腔模进行牵引，也就无法将一个频率“牵引”成两个频率。以 $\sigma_r \approx 2 \times 10^{-3}$ ， $\Delta\nu_z = \Delta\nu_D = 1500\text{MHz}$ 代入式(3.2-47)，计算得到对应的频差为 3MHz。目前，纵向塞曼激光器的最大频差不超过 3MHz。

横向塞曼激光器的输出光为两正交线偏振光，由于被牵引分裂的非激活腔模式远离 Ne 原子的中心频率，因此它们的频差更小，一般在 1MHz 以下。

通过在 He-Ne 激光器上施加纵向或横向磁场，实现具有一定偏差的双频激光，这两个频率的激光偏振态相互垂直，实现了对频率的调制，因此基于塞曼效应的双频激光属于外界磁场对频率的调制。利用这种磁场作用下产生的双频激光进行外差干涉测量，形成与频差有直接关系的拍频，由于拍频是交流信号，它克服了其他干涉方法常常具有直流漂移的缺点，因此能实现非常高精度的测量。有关激光外差干涉方法的详细内容见 1.5 节。

5. 波长调制型 SPR 传感技术

波长调制型 SPR 传感器是指固定入射光的入射角度，以宽带光源入射(即复色光入射)，当被测介质的折射率一定时，以某一入射角度入射，改变不同的入射波长，只有在某一特定波长处，入射光波矢与表面等离子体波的波矢满足波矢匹配条件，才会产生 SPR 现象。检测反射光强随入射波长的变化情况，对应反射光强最小值的波长为共振波长。由色散模型可知，棱镜的介电常数和金属的复介电常数都是波长的函数，所以当入射波长发生变化时，棱镜的介电常数和金属的复介电常数会随着波长的变化而发生相应的改变。当入射角固定时，共振波长随被测介质折射率的变化而变化，通过多次波长调制 SPR 实验，即可得到共振波长与被测介质折射率之间的关系。有关波长调制型 SPR 传感技术的详细内容见 5.3.5 节。

3.2.4 光的相位调制技术

1. 波面干涉技术

能够进行波面相位调制的干涉仪有泰曼-格林 (Twyman-Green) 干涉仪、林尼克 (Lin-nik) 干涉仪、米勒 (Miller) 干涉仪和斐索 (Fizeau) 干涉仪等。其中泰曼-格林干涉仪 (也称迈克耳孙干涉仪) 是波面相位调制中最常用的干涉仪, 如图 3-32 所示。

设被测物波面 $U_0(x, y)$ 的相位为 $\varphi_0(x, y)$, 参考光是理想的平面波 $U_r(x, y)$, 它的初始相位 φ_r 空间不变。两光波的频率相同, 则

$$U_0(x, y) = a_0(x, y) \exp\{-i\varphi_0(x, y)\} \quad (3.2-48a)$$

$$U_r(x, y) = a_r(x, y) \exp\{-i\varphi_r\} \quad (3.2-48b)$$

式中, a_0 和 a_r 为光波的振幅。干涉场上的光强分布为

$$I(x, y) = a_0^2(x, y) + a_r^2 + 2a_0(x, y)a_r \cos[\varphi_r - \varphi_0(x, y)] \quad (3.2-49)$$

$$\text{考虑到光路折返} \quad \varphi_r - \varphi_0(x, y) = \Delta\varphi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda_0} [L\Delta n(x, y) + n\Delta L(x, y)] \quad (3.2-50)$$

式中, $\Delta n(x, y)$ 为折射率分布; $\Delta L(x, y)$ 为物面变形分布。

$$\text{当 } n \text{ 不变 } (\Delta n=0) \text{ 时} \quad \Delta\varphi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda_0} n\Delta L(x, y) \quad (3.2-51)$$

$$\text{当 } L \text{ 不变 } (\Delta L=0) \text{ 时} \quad \Delta\varphi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda_0} L\Delta n(x, y) \quad (3.2-52)$$

从上面两式可以看出, 如果通过干涉图分析计算出 $\Delta\varphi(x, y)$, 就可以分别获得相应的折射率分布 $\Delta n(x, y)$ 和物面变形量 $\Delta L(x, y)$ 。该类仪器广泛应用于表面粗糙度的测量和形变测量。有关波面干涉技术的详细内容见 1.2.5 节的数字干涉技术。

2. 电光调制技术

电光调制的物理基础是电光效应, 即某些晶体在外加电场的作用下, 其折射率 (介电常数) 发生变化, 当光波通过此介质时, 其传输特性也跟着改变, 这种现象称为电光效应。电光调制是基于光波导的折射率与外加电场成相关变化的电光效应而实现的。

由于电光效应, 当一束光通过晶体时, 可以使一个随时间变化的电信号转换成光信号, 由光波的强度或相位变化来体现要传递的信息。根据加在晶体上电场的方向与光束在晶体中传播的方向不同, 可分为纵向电光调制和横向电光调制。电场方向与光的传播方向平行, 称为纵向电光调制; 电场方向与光的传播方向垂直, 称为横向电光调制。纵向电光调制和横向电光调制的原理比较类似, 本书以纵向电光调制为例, 讲述电光调制技术。

(1) 纵向电光调制

在与光的传播方向平行的电场作用下, 晶体的折射率成为外电场的函数, 即

$$n(E) = n(0) + \gamma'E + \beta'E^2 + \dots \quad (3.2-53)$$

式中, $\gamma'E$ 代表 Pockel 效应, 是线性电光效应, γ' 是线性电光系数, 只存在于非中心对称介质中 (非气体、液体、玻璃等); $\beta'E^2$ 代表 Kerr 效应, 是二次电光效应, β' 是二次电光系数, 存在于所有介质中。

如图 3-33 所示, 电光晶体 (KDP) 在外加电场 E 的作用下, 双折射主轴发生变化, 如果外加电场与光轴方向 (z 轴) 平行, 新的主轴为 x', y', z , 新的主轴相对 x, y, z 旋转了 45° , 且在新的主轴下各方向的折射率发生变化, 沿 x' 方向折射率变小, 偏振光的传播相速度加大, 而沿 y'

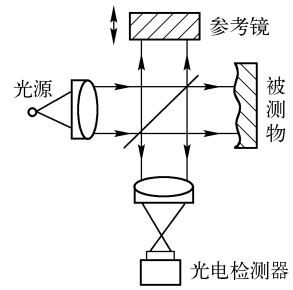


图 3-32 泰曼-格林
波面干涉仪

方向折射率变大, 偏振光的传播速度减小, 因此, x' 轴称为快轴, y' 轴称为慢轴。沿快轴与慢轴的折射率差导致的相速度会造成二者之间的相位延迟。电光相位延迟正比于外加电压。

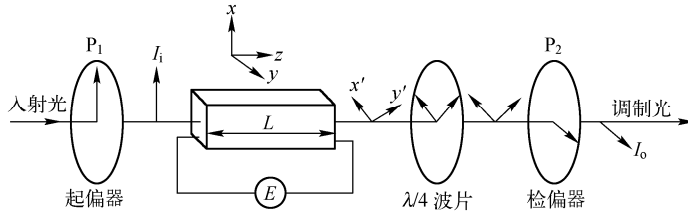


图 3-33 纵向电光调制

电光晶体(KDP)置于两个成正交的偏振器 P_1 、 P_2 之间, 其中起偏器 P_1 的偏振方向平行于电光晶体的 x 轴, 检偏器 P_2 的偏振方向平行于 y 轴, 当沿晶体 x 轴方向加电场后, 它们将旋转 45° 变为感应主轴 x' 、 y' 。因此, 沿 z 轴入射的光束经起偏器变为平行于 x 轴的线偏振光, 进入晶体后($z=0$)被分解为沿 x' 和 y' 方向的两个分量(双折射效应), 两者振幅相等, 光进入晶体后, 在 $z=0$ 处的两正交电场分量为

$$E_{x'}(0) = A \cos \omega_c t, \quad E_{y'}(0) = A \cos \omega_c t \quad (3.2-54)$$

$$\text{入射光强度为} \quad I_i \propto E \cdot E^* = |E_{x'}|^2 + |E_{y'}|^2 = 2A^2 \quad (3.2-55)$$

当光通过长度为 L 的晶体之后, 由于电光效应两分量间产生一定的相位差 $\Delta\varphi$ 。

$$E_{x'}(L) = A, \quad E_{y'}(L) = A e^{-i\Delta\varphi} \quad (3.2-56)$$

通过检偏器后的总电场强度为

$$(E_y)_o = \frac{A}{\sqrt{2}} (e^{-i\Delta\varphi} - 1) \quad (3.2-57)$$

与之相应的输出光强为

$$I_o \propto [(E_y)_o \cdot (E_y^*)_o] = \frac{A^2}{2} (e^{-i\Delta\varphi} - 1)(e^{i\Delta\varphi} - 1) = 2A^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) \quad (3.2-58)$$

于是得到调制器的透过率

$$\tau_m = \frac{I_o}{I_i} = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) = \sin^2 \left(\frac{\pi E}{2E_\pi} \right) \quad (3.2-59)$$

其中, E_π 为使得两个正交偏振态的光产生 π 延迟时, 加在晶体 L 上的电压。

为了获得线性调制, 通常引入一个固定的相位延迟, 如图 3-34 所示。有两种方法: 加一个固定 $E_{\pi/2}$ 偏压或在光路上插入一个 $\lambda/4$ 波片。加上相位延迟后, 调制产生的总相位差为

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{E_m}{E_\pi} \sin \omega_m t = \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi_m \sin \omega_m t \quad (3.2-60)$$

式中, $\Delta\varphi_m = \pi E_m / E_\pi$ 是相应于外加调制信号电压 E_m 的相位差。

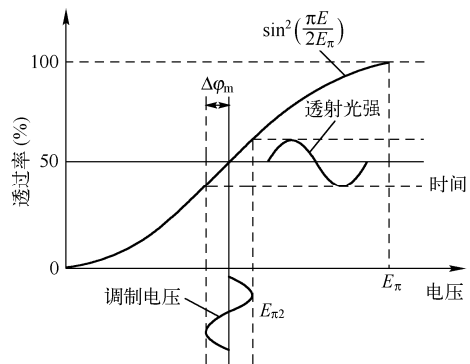


图 3-34 电光调制特性曲线

$$\text{此时, 透过率为} \quad \tau_m = \frac{I_o}{I_i} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta\varphi_m}{2} \sin \omega_m t \right) = \frac{1}{2} [1 + \sin(\Delta\varphi_m \sin \omega_m t)] \quad (3.2-61)$$

展开后得到

$$\tau_m = \frac{1}{2} + \sum_{n=0}^{\infty} \{J_{2n+1}(\Delta\varphi_m) \sin[(2n+1)\omega_m t]\} \quad (3.2-62)$$

输出的调制光中含有高次谐波分量, 使调制光发生畸变。高次谐波与基频波成分的比值为

$$\frac{I_{2n+1}}{I_1} = \frac{J_{2n+1}(\Delta\varphi_m)}{J_1(\Delta\varphi_m)} \quad n=0,1,2,\dots \quad (3.2-63)$$

其中, $\Delta\varphi_m = \pi E_m/E_\pi \leq 1\text{rad}$, 通常将该不等式作为线性调制的判据。为了获得较好的线性调制, 通常要求调制信号不宜过大(小信号调制), 此时输出光强调制波就是调制信号的线性复现。

纵向电光调制器具有结构简单、工作稳定、不存在自然双折射影响等优点。其缺点是半波电压太高, 特别是在调制频率较高时, 功率损耗比较大。

(2) 电光相位调制

如图 3-35 所示, 电光相位调制是通过在晶体上施加电压信号, 在晶体上产生的电场直接改变晶体中入射光的相位, 不改变光的偏振状态, 相位的变化量为

$$\Delta\phi_z = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_z L \quad (3.2-64)$$

其中 λ 为入射光的波长, L 为调制器晶体的长度。

$$\Delta n_z = -\frac{1}{2} n_{oz}^3 \gamma_{33} E_z \quad (3.2-65)$$

其中, γ_{33} 为晶体 z 向的电光系数, E_z 为外加在 z 向的电场, n_{oz} 为晶体 z 向对寻常光的折射率。

$$E_z = A_m \cos \omega_m t \quad (3.2-66)$$

其中 A_m 为所加外电场的幅度, ω_m 为所加外电场的频率, 则在晶体入射面 ($z=0$) 处的光场为

$$E_i = A_c \cos \omega_c t \quad (3.2-67)$$

其中 A_c 为入射光的振幅, ω_c 为入射光的频率, 则输出光场 ($z=L$ 处) 变为

$$E_o = A_c \cos \left[\omega_c t - \frac{2\pi}{\lambda} \left(n_{oz} - \frac{1}{2} n_{oz}^3 \gamma_{33} E_m \sin \omega_m t \right) \cdot L \right] \quad (3.2-68)$$

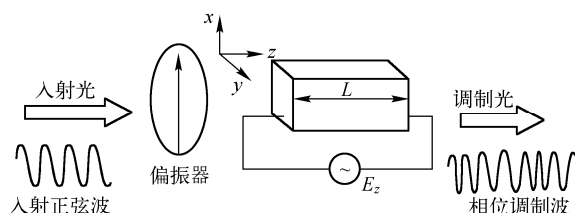


图 3-35 电光相位调制原理图

3. 相位法激光测距技术

激光测距技术可以分为激光飞行时间测距和非飞行时间测距两类。其中飞行时间测距根据所发射激光状态的不同, 分为脉冲激光测距和连续波激光测距, 连续波激光测距根据起止时刻标识的不同又分为相位激光测距和调频激光测距。非飞行时间测距技术是指在测距时并不像飞行时间测距法那样直接或者间接获得激光飞行时间, 而是通过光子计数或数学统计的方法来得到目标距离。

相位激光测距通过测量高频调制相位差来实现测距。光源发出连续光, 通过调制器调制后成为调制光, 通过发射望远镜射向目标, 调制光的光强随时间做周期变化, 通过测量光束往返中产生的相位变化, 换算出被测目标的距离, 这种相位式激光测距法相对误差仅有百万分之一, 在几千米的距离上误差只有几毫米。其基本原理如图 3-36 所示。

设调制频率为 f , 调制波形如图 3-36 中所示, 波长为 $\lambda = c/f$, 式中 c 是光速。由图可知, 光波从 A 点到 B 点的相移 φ 对连续波激光测距可表示为

$$\varphi = 2N\pi + \Delta\varphi = 2\pi(N + \Delta N) \quad (3.2-69)$$

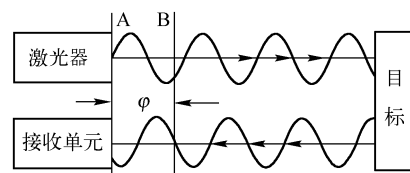


图 3-36 相位激光测距原理图

式中, N 为零或正整数, ΔN 为小数, $\Delta N = \Delta\varphi/2\pi$ 。半程的距离为

$$D = ct = c\varphi/(2\pi f) = \lambda(N + \Delta N) \quad (3.2-70)$$

式中, t 表示光由 A 点传到 B 点所需的时间。如果测得光波相移 φ 表达式中的整数 N 和小数 ΔN , 就可以由上式确定被测距离 D , 所调制光波被认为是一把“光尺”, 即波长 λ 就是相位式激光测距仪度量距离的一把尺子。为了扩大测量距离, 同时又保证有足够的精度, 相位式测距仪通常有粗尺和精尺两种测距手段, 所以一般需要两种调制频率。

对于相位调制, 影响激光测距精度除了有大气温度、气压和湿度等在外在因素外, 还包括测距仪自身的光发射功率、测量平均次数和调制频率及其稳定性等参数。另外, 电子噪声特别是由大功率调制引入的电子相干噪声对探测精度影响很大。而且, 如果光信号与调制源具有相同的频率, 就会限制测相精度。这是由于调制源存在与光电信号频率相同的泄漏场, 它与光电信号发生相干作用, 降低了信噪比, 特别是在回波信号很弱的时候。

3.2.5 光的偏振态调制技术

1. 磁光调制技术

一束光在具有磁矩的物质内部传输或者在物质界面反射时, 光波的传输特性(如偏振面、相位或者散射特性)发生变化, 这个物理现象称为磁光效应(Magneto-Optic Effect)。目前已发现的磁光效应有: 磁光 Faraday 效应, 磁圆振二向色性, 磁线振双折射和磁线振二向色性、克尔效应、塞曼效应和磁激发光散射等。磁光调制技术常常利用磁光 Faraday 效应对光束进行调制。通过测量调制后的光强实现对电涡流或电流产生磁场的测量。有关磁光效应及磁光调制技术详见 4.6 节。

2. 偏振光导航技术

地球大气中存在大量偏振光, 这些偏振光具有固定的变化规律, 不能为人类所直接感知。但自然界中很多生物则可以直接感知大气偏振光, 并利用大气偏振光获取信息, 沙蚁、蜜蜂、蟋蟀等昆虫的复眼具有独特的结构和功能, 对天空中的偏振光非常敏感, 通过实时感知大气中固定规律变化的偏振光, 实现自身的导航。其导航的本质是利用地球大气层对太阳光的一种偏振态的调制来实现导航定位及位置测量的, 因此测量位置的方法是利用大气对太阳光的偏振态调制, 这种导航定位方法是天文导航领域一种新的方法。

太阳光是一种振动方向与传播方向垂直的横电磁波。太阳发出的最原始的太阳光, 以及真空中传播的太阳光都是没有偏振的, 我们在地球上之所以能够观测到偏振光, 是因为太阳光在传输到地球表面时发生了变化。地球上持久的大气成分主要包括空气中的固有气体, 如氮气占 78.1%、氧气占 20.9%; 浓度可变的气体, 如二氧化碳、二氧化硫、臭氧等; 各种固体和液体的微粒, 如气溶胶、水及冰晶等。正由于大气成分的复杂性, 太阳光在大气传输过程中与大气中的这些物质相互作用, 被大气中粒子散射和吸收, 散射辐射具有偏振特性。此外, 地面物质比如水面和泥土、岩石或者植被等可以发亮的、非金属的、非传导性的表面对于光的反射, 也会改变光的偏振特性。偏振现象是光的一个固有属性。因此, 大气中粒子散射和地表反射是自然界偏振光的两个基本来源。

大气中气溶胶粒子和大气分子等散射体, 在光的照射下, 由于照射光振荡电磁波的作用, 散射体产生极化而感应出振荡的电磁多极子, 散射体电磁多极子产生的电磁振荡, 便向各个方向辐射出电磁波, 形成光散射过程。散射过程常常要改变光的偏振状态, 造成天空散射光具有一定的偏振分布。对于散射体来说, 散射辐射有一次散射和多次散射之分, 还有 Rayleigh 散射和 Mie 散射的区别。本书只基于 Rayleigh 散射描述粒子对太阳光的散射过程。

晴朗无云的天空，主要发生 Rayleigh 散射，散射出射的光线主要是线偏振光，以偏振度和偏振方位角来描述。

太阳发出的自然光可以分解为正交的两个线偏振分量 E_1^0 (水平分量) 和 E_r^0 (垂直分量)，其强度为总光强的一半，入射到 Rayleigh 散射粒子上，如图 3-37 所示。

入射到 Rayleigh 粒子上的光激发出的散射电场分别为 E_1^s 和 E_r^s ， E_r^0 和 E_r^s 互相平行，不随 θ 角变化，散射角 θ 定义为入射光方向与观测方向的夹角。而 E_1^s 和 E_1^0 之间有一个角度，因此， E_1^s 与 $E_1^0 \cos \theta$ 成正比。以 I_r 、 I_1 分别表示垂直和平行于散射平面(指入射波和散射波平面)的偏振强度分量，则有

$$I_1^0 \cos^2 \theta \propto I_1^s, I_r^0 \propto I_r^s \quad (3.2-71)$$

由式(3.2-71)可知，对于自然光或其他光入射、散射的两个偏振分量不一定相等，也就是说，散射过程改变了光的偏振状态。用偏振度可以定量描述光的偏振态，偏振度 P 定义为

$$P(\theta) = \frac{I_r(\theta) - I_1(\theta)}{I_r(\theta) + I_1(\theta)} \quad (3.2-72)$$

对于 Rayleigh 粒子散射而言，在入射光为自然光的条件下

$$P(\theta) = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} P_{\max} \quad (3.2-73)$$

由式(3.2-73)可以看出，在散射角 θ 为 90° 和 270° 时，偏振度最大为 P_{\max} 。理想状况下的最大偏振是 100%，散射出射的光线为完全线偏振光；在散射角为 0° 和 180° 时，为无偏振，出射光线仍是自然光；其他位置是部分线偏振光。然而，由于分子和粒子的多次散射以及地表反射，在白天无云的天空中亦存在很多中性点，并且，不会有偏振度为 100% 的点出现。

一束光的偏振信息是由偏振度和偏振方位角决定的。由式(3.2-73)可以求得一束光的偏振度，但是无法得知这束光的偏振方位角信息。

本书通过建立天空偏振的模型图来导出偏振方位角。采用如图 3-38 所示的地平坐标系。观测者所在的地平面无限扩展与天球相交的大圆成为地平圈，通过天顶和天底的无数个与地平圈相垂直的大圆为地平经圈，而与地平圈平行的小圆成为地平纬圈。在地平坐标系中用方位角和高度角表示天体的位置。方位角指的是通过天体的地平经圈与午圈(正南方)之间的夹角，以午圈为起算点，由南向东向北为负，由南向西向北为正，如太阳在正东方，方位角为 -90° ，在正北方时为 $\pm 180^\circ$ 。而高度角指的是天体中心和观测者所在地的连线与地平圈的夹角，以地平圈为起算点，由地平圈向天顶为正，从地平圈向天底为负。当天体的中心直射到当地子午线上时，其方位角为 0° ，同时高度角也为 0° ，这个时刻就是天体上中天的时刻。

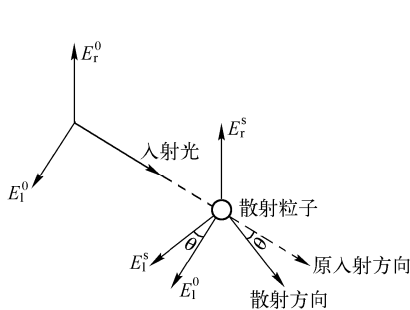


图 3-37 Rayleigh 粒子散射模型

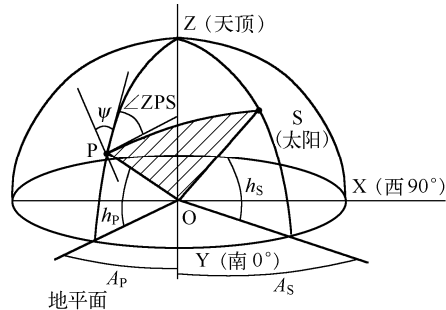


图 3-38 天空 P 点 e 矢量偏振信息

如图 3-38 所示，在地平坐标系中，S 表示太阳，OP 表示天空中观测的方向，Z 表示天顶。由 Rayleigh 散射理论知，待测光束的 e 矢量振动方向垂直于太阳 S、地面观察点 O 和天空

中观察方向 P 点所构成的平面。偏振方位角 ψ 定义为天空中观察方向 P 点的 e 矢量振动方向与过 P 点子午线(弧 \widehat{ZP})的夹角。而 P 点的 e 矢量振动方向垂直于 PS, $\psi = 90^\circ - \angle ZPS$ 。

在球面三角形 ZPS 中, 由球面三角形的余弦定理知

$$\cos \theta = \cos(\pi/2 - h_p) \cos(\pi/2 - h_s) + \sin(\pi/2 - h_p) \sin(\pi/2 - h_s) \cos(A_s - A_p) \quad (3.2-74)$$

$$\frac{\sin \angle ZPS}{\sin(90^\circ - h_s)} = \frac{\sin(A_s - A_p)}{\sin \theta} \quad (3.2-75)$$

$$\text{进一步变换为} \quad \sin(90^\circ - \psi) = \frac{\sin(A_s - A_p)}{\sin \theta} \cdot \sin(90^\circ - h_s) \quad (3.2-76)$$

$$\text{即} \quad \cos \psi = \frac{\sin(A_s - A_p)}{\sin \theta} \cdot \cos h_s \quad (3.2-77)$$

由式(3.2-73)和式(3.2-77)可以计算出天空中观测方向光束的偏振度 P 和偏振方位角 ψ 。

这里 θ 是入射光方向 OS 与观测方向 OP 的夹角, h_s 是太阳的高度角, A_s 是太阳的方位角, h_p 是球面天空中观察点 P 的高度角, A_p 是观察点 P 的方位角。我们有坐标转换正南方向代表方位角 0° , 正西方向代表方位角 90° 。

至此, 得到方位信息后, 即可以结合天文星历表、里程信息, 利用路径积分算法, 实现偏振光导航。相对于地面观测者来说, 因为地球的自转运动, 太阳的位置是不断变化的, 而且这种变化是有规律的。在知道时间和地理位置信息后, 可以通过查询天文星历表得到当前的太阳位置, 即太阳方位角。而应用这种方法得到的方向角是相对于当时太阳方位角的, 因此, 为了得到相对于地面某固定参考的方向角, 还需要获得太阳方位角的变化规律, 对获得的相对于太阳方位角的方向角进行不断的调整, 从而得到相对于地面某固定参考方向的方向角。

3.3 调制信号的解调技术

调幅信号的调制不是光电检测的目的。它只是实现光电检测和提高光电检测能力的一种手段。光电检测是从调制信号中检测出被测信息。将被测信息从调制信号中分离出来的过程称为解调。

由于调制是一个非线性过程, 因此解调必须用非线性元件, 如二极管、晶体管等。常用的解调方法有光学法和电子法。电子法常用二极管检波电路、晶体管峰值检波电路和相敏检波电路等。光学法有相干光的干涉场解调和光电检测器件解调等。

3.3.1 调幅信号的解调

图 3-39 为二极管半波检波调幅信号的解调电路, 它由检波二极管 VD 和低通滤波器 RC 组成。图 3-40 为解调过程的波形。它是利用二极管的单向导通特性实现检波的, 它的单向导通特性为

$$e_o = \begin{cases} K_D e_i & e_i > 0 \\ 0 & e_i \leq 0 \end{cases} \quad (3.3-1)$$

式中, e_i 为输入信号; K_D 为比例因子。

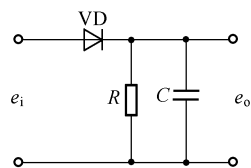


图 3-39 二极管半波检波调幅信号的解调电路

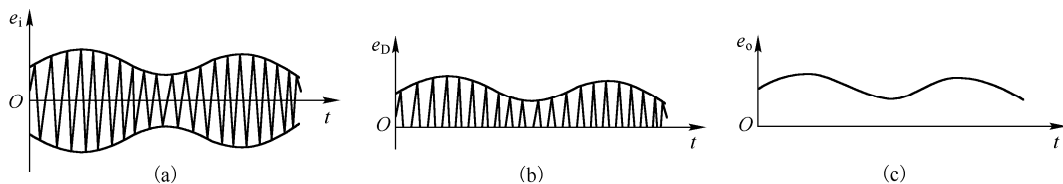


图 3-40 解调波形

若 e_i 为正弦规律调幅信号, 其形式为

$$e_i = (1 + m \cos \omega_m t) \cos \omega_c t \quad (3.3-2)$$

式中, m 为调制信号的调制度, ω_m 为调制信号的频率, ω_c 为载波的频率。则检波后的信号经傅里叶级数展开为

$$e_o = \frac{2K_D}{\pi} \left\{ (1 + m \cos \omega_m t) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4n^2 - 1} \left[m \cos 2n\omega_c t + \frac{m}{2} \sin(2n\omega_c + \omega_m)t - \frac{m}{2} \sin(2n\omega_c - \omega_m)t \right] \right\} \quad (3.3-3)$$

式中, n 为谐波级次。

经过低通滤波器 RC 滤波后, 含有光波频率 ω_c 的高频项被滤掉, 输出信号变为

$$e_o = \frac{2K_D}{\pi} (1 + m \cos \omega_m t) \quad (3.3-4)$$

这样就实现了信号的解调。

调频信号的解调一般采用鉴频电路, 可参考有关的电子电路或测控电路教材。

当单频激光源与探测器处于相对运动状态时, 探测器所接收到的光频率将是变化的。当光源固定时, 光波从运动的物体散射或反射并由固定的探测器接收时, 也可观察到这一现象, 这就是光学多普勒效应。物体通常使用与激光源频率相差不大(通常为几十 MHz)的参考光与发生多普勒频移后的光同时送至平方律器件(所谓平方律器件是指能将两束光干涉后的光强转变成电流的器件, 如光电倍增管、硅光二极管、雪崩二极管等)进行混频, 两束具有一定频率差值的光发生干涉, 干涉后的光包含两个频率相加的成分和两个频率相减的成分。对于前者, 平方律器件不能响应, 输出后以直流的形式存在; 而后者由于频差较小(通常为几十 MHz), 在平方律器件输出端以交流电流的形式输出, 通过测量该低频信号的频率, 在已知参考光频率的基础上, 实现对多普勒频移的检测。因此, 在激光多普勒技术中, 实际包含两种过程, 分别是调制过程和解调过程, 产生多普勒频移的过程是光源、运动物体及探测器之间有两两的相对运动对光源频率进行调制的过程, 本质上是速度对光频率的调制。而后面的检测过程实际上是对物体速度的解调过程, 属于对多普勒频移后产生的光的幅度的解调, 因此也是对调幅信号的解调。有关激光多普勒技术的详细内容见 3.5 节。

3.3.2 调相信号的解调与相敏检波

在调制信号的解调中, 经常遇到要判别信号的方向或相位。对于相位调制的载波信号, 载波和参考信号间的相位随被检测信息改变。这种信号的解调要用相敏检波, 这时检波器的输出电压应能反应出调制相位的变化。

相敏检波的特性曲线如图 3-41 所示, 可以看出, 它的输出信号 e_o 极性与相位差 φ 有关。

实现相敏检波常用乘法器检波电路、开关式相敏检波电路、相加式检波电路及脉冲钳位式相敏检波电路等。

以乘积检波为例(见图 3-42), 说明相敏检波器的工作原理。

设一载波受单一频率的余弦调幅, 调幅信号为

$$e_i = e_m \cos \omega_m t \cos \omega_c t \quad (3.3-5)$$

用作相位比较的参考信号为

$$e_c = e_{cm} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (3.3-6)$$

则 $e_o = e_i e_c = e_m e_{cm} \cos \omega_m t \cos \omega_c t \cos(\omega_c t + \varphi)$

$$= \frac{e_m e_{cm}}{2} \cos \varphi \cos \omega_m t + \frac{e_m e_{cm}}{4} \cos[(2\omega_c + \omega_m)t + \varphi] + \frac{e_m e_{cm}}{2} \cos[(2\omega_c - \omega_m)t - \varphi] \quad (3.3-7)$$

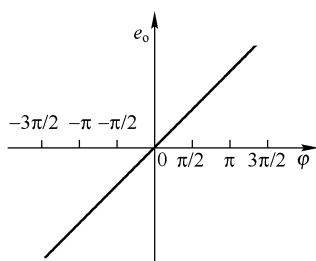


图 3-41 相敏检波特性曲线

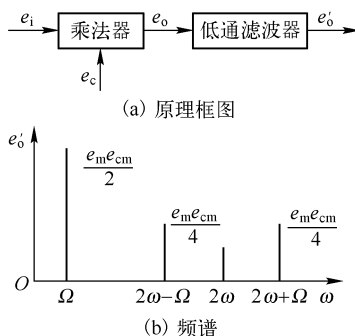


图 3-42 乘积相敏检波

式中, $(2\omega_c + \omega_m)t$ 、 $(2\omega_c - \omega_m)t$ 为高频项, 可用低通滤波器滤除, 则相敏检波输出信号为

$$e'_o = \frac{e_m e_{cm}}{2} \cos \varphi \cos \omega_m t \quad (3.3-8)$$

当 $\varphi = 0$ 时, $e'_o = \frac{e_m e_{cm}}{2} \cos \omega_m t$; 当 $\varphi = \pi$ 时, $e'_o = -\frac{e_m e_{cm}}{2} \cos \omega_m t$ 。从而实现了判别方向的目的。

3.4 光扫描技术

光扫描技术是 20 世纪 70 年代中期以后出现的一种新的动态计量测试技术。它主要利用白光或激光形成对被测对象的扫描运动, 配合光电器件、电子技术与计算机, 构成各种精密测试方法。这种技术适合用作精密自动计量与远距离计量, 特别适宜于对弹性体、柔性体、高温物体的精密测量。近年来这种光扫描技术发展很快, 其主要原因是:

- (1) 激光器的商品化, 即价格大幅度降低, 寿命大大增加, 在产品上的大规模应用;
- (2) 光电子技术的迅猛发展, 数字显示、微计算机的大批量生产与应用;
- (3) 体积小, 作业效率高。

目前, 从高精度的自动定位、面形检测、三维尺寸计量、表面疵病检查, 到超级市场的自动售货, 都开始应用光扫描技术。随着电视技术、计算机技术的普及, 光扫描技术有着更广阔的发展前景。光扫描技术本质上属于采用外界设备对光信号的调制, 包括对光强度的调制和光相位的调制。本节首先介绍光扫描技术的原理, 然后分别介绍光强度扫描技术、光相位扫描技术和白光扫描技术及其特点。

3.4.1 光扫描技术原理

激光扫描测量主要是利用激光束的方向性和高能量密度, 把扫描的时间转换成物体尺寸。如图 3-43 所示, 当扫描反射镜按一定频率摆动时, 形成激光束的扫描运动, 扫描光束通过物镜后形成平行光, 扫描被测工件, 然后由接收物镜、光电器件将扫描光信号转变成电信号, 经放大及信号处理后, 即可显示被测工件的尺寸。式 (3.4-1) 表示, 当扫描反射镜以角速率 ω 转动时, 激光束的角扫描运动使扫描光束通过物镜 1 后, 在 t 时间内形成的扫描角度为

$$\theta = \frac{1}{2} \omega t \quad (3.4-1)$$

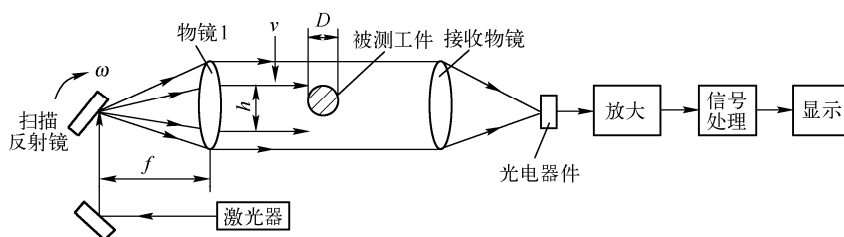


图 3-43 激光扫描计量原理

扫描光束通过物镜 1 后，形成线扫描运动，扫描线速率为

$$v = \frac{dh}{dt} = \frac{d(2f\theta)}{dt} = 2f \frac{d\theta}{dt} = 2f\omega \quad (3.4-2)$$

设被测件尺寸为 D ，则

$$D = vt = \frac{dh}{dt} t = 2f\omega t \quad (3.4-3)$$

若已知 ω ，通过测定 t ，由式 (3.4-3) 就可求出 D 。这就是光扫描计量的基本关系式。

为保证测量的高精度，光扫描计量系统必须满足如下三点基本要求：

- (1) 激光束应垂直照射被测表面；
- (2) 光束必须对物面做匀速直线扫描运动，即 $v = dh/dt$ 为常数；
- (3) 扫描时间必须测得很准确。

为保证激光束扫描时始终垂直于被测表面，可采用物体表面相对激光束做匀速运动。但这种方法对机构要求很高，实现困难，所以一般不采用被测物体运动的方式。

另一种方法是在激光束的光路中加入旋转的光学元件，例如旋转的反射镜、多面体等。当激光束在摆动的反射镜上反射时，就产生光束的扫描运动，如图 3-44(a) 所示。此时，激光束在物面上的扫描长度 y 和反射镜的转角 θ 成如下关系

$$y = L \tan 2\theta \quad (3.4-4)$$

式中， L 为反射镜摆动中心到物面的距离； θ 为反射镜转角。

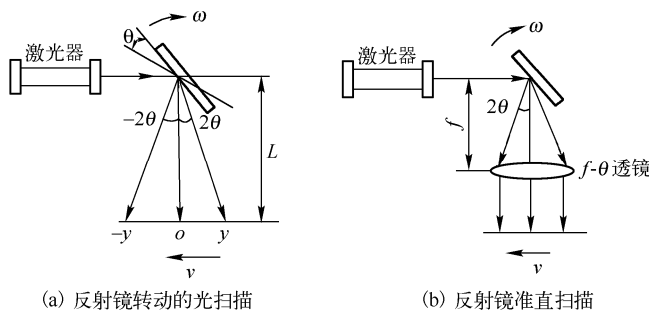


图 3-44 光束的扫描运动

式 (3.4-4) 说明，当反射镜以转速 ω 旋转时，激光束在物面上的转动速度是非均匀的，即 v 不为常数。而且除 O 点上光轴垂直于物体表面外，其余任何一点均是倾斜投射，因此无法实现上述光扫描的前两点基本要求。

采用图 3-44(b) 所示的光路，在转动反射镜后放置一个物镜系统，让转动镜上的投射光点位于该物镜的焦点上，从而使激光束对物面上各点均保持垂直投射，且使物面上的扫描长度 y ，与反射镜转角 θ 保持线性关系，即

$$y = f \cdot 2\theta \quad (3.4-5)$$

式中, f 为物镜焦距; θ 为反射镜转角。

对摆动式反射镜, 设摆动的最大振幅为 ϕ_0 , 则

$$y = 2\phi_0 f \arcsin\left(\frac{\theta}{2\phi_0}\right) \quad (3.4-6)$$

式中, $\theta = 2\phi_0 \sin \omega t$, 为扫描光束的转角。

满足式(3.4-5)、式(3.4-6)的物镜, 必须保持特定的像差, 主要是用负畸变物镜, 用像差来补偿而满足式(3.4-5)。满足式(3.4-5)的物镜称为 $f-\theta$ 物镜; 满足式(3.4-6)的物镜称反正弦物镜。 $f-\theta$ 物镜用于等速旋转的反射镜系统, 而反正弦物镜用于振子式反射镜系统。

3.4.2 光强衍射扫描技术

光强衍射扫描技术是利用激光照射单缝或细丝形成的衍射条纹, 然后用同步马达带动转镜得到光扫描, 按式(2.1-81)自动获得 0 尺寸的计量方法。其原理见图 3-45。图中同步马达带动反射镜转动, 狭缝光阑限制接收光束宽度, 用于确定衍射条纹的中心位置。当亮条纹通过狭缝时, 光电器件产生相应的脉冲信号, 两个脉冲信号之间的时间间隔就代表衍射条纹的间隔 l , 因此, 转镜的光扫描就将衍射条纹的间隔转换为时间信号, 用高频时钟脉冲计量时间间隔, 按式(2.1-81), 则工件尺寸为

$$G = R\lambda/l \quad (3.4-7)$$

式中, $R = R_1 + R_2$, 即被测件到狭缝面的距离(图 3-23)。

当用转镜对衍射条纹进行扫描时, 工件尺寸的计算公式是

$$G = K/T \quad (3.4-8)$$

式中, K 为仪器常数, T 为时钟脉冲的计数值。

K 可按下列方法推导。如图 3-46(a) 所示, 设狭缝到被测工件的距离为

$$R = R_1 + R_2 \quad (3.4-9)$$

转镜转动 θ 角时, 在狭缝位置上对应的一个条纹移动量是

$$l = R_2 \cdot 2\theta \quad (3.4-10)$$

一个衍射条纹对应的工件尺寸是

$$G = \frac{R\lambda}{l} = \frac{(R_1 + R_2)\lambda}{2R_2\theta} \quad (3.4-11)$$

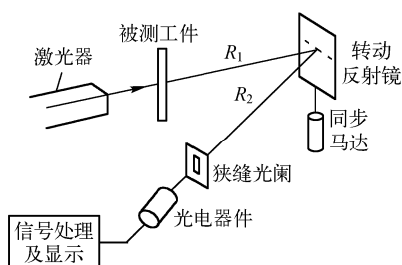


图 3-45 衍射的扫描方式

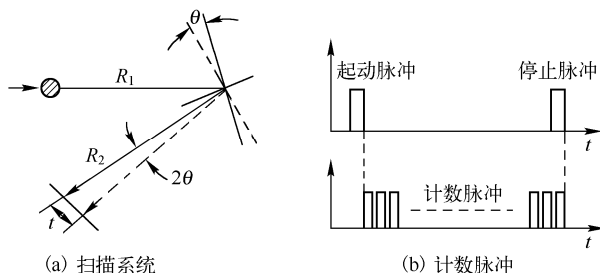


图 3-46 衍射扫描的计算

设同步马达的转速为 n (r/s), 则转动 θ 角所需时间为

$$t = \theta/(2\pi n) \quad (3.4-12)$$

由式(3.4-12)可得 $\theta = 2\pi n t$, 将其代入式(3.4-11), 得

$$G = \frac{R\lambda}{l} = \frac{(R_1 + R_2)\lambda}{4\pi n R_2 l} = K \frac{1}{Q} \quad (3.4-13)$$

$$\text{式中} \quad K = \frac{(R_1 + R_2)\lambda}{4\pi n R_2} \quad (3.4-14)$$

衍射扫描的另一种方案是采用狭缝扫描调制方式，其原理见图 3-47。激光经低倍扩束物镜后变成平行光，平行光照射被测细丝或薄片上，通过透镜，在其焦平面上形成远场衍射条纹。此衍射图由物镜放大后，经固定光阑成像于光电阵列上，光信号经运算处理电路后由显示器显示。固定光阑只允许特定级次的衍射亮条纹通过，一般取二级或三级亮条纹。同步马达带动网板转动，圆板上有缝宽为 $50\mu\text{m}$ 的狭缝，狭缝位置对称于固定光阑的开孔，经物镜放大后的中心亮条纹和特定级次的亮条纹通过旋转圆板的狭缝和固定光阑的开孔而照到光电阵列上。因此，会得到一定时间间隔的信号调制，狭缝扫描的距离相应于衍射图像的距离 x_1 。用标准尺寸的计数脉冲来固定 x_1 ，当被测工件的尺寸有变化时， x_1 也随之变化。计数脉冲位置变化，这样就可以挑选合格品。利用运算电路还可以确定尺寸的偏差值。

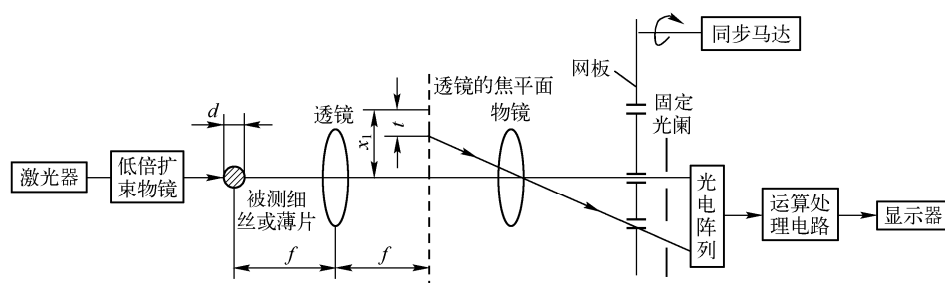


图 3-47 狭缝扫描方式原理

测量时由于中心零级亮条纹光强过大，必须在中心亮条纹光路中加入减光器，使两个信号大小近似相等。此方案由于采用望远镜系统扩束并通过透镜聚焦，因此，生产线上被测工件上下摆动 $\pm 0.3\text{mm}$ 时，衍射条纹不会移动，同时在光轴方向上，即使有 $2\sim 3\text{mm}$ 的移动，衍射条纹也不会移动，也就是说工件位置变动不导入测量误差。实际证明对 $30\mu\text{m}$ 的线径测量时，可达 $\pm 0.05\mu\text{m}$ 的精度。

对尺寸大于 5mm 以上的工件，要提高光扫描的计量精度，就必须采用相位调制扫描技术。

3.4.3 相位调制扫描技术

相位扫描法是提高光扫描测量精度的主要方法。从相位测量的角度，光扫描方法主要分为光调制扫描法和外差扫描法两种。

1. 光调制扫描法

所谓光调制扫描法，就是不测时间而测相位，即使用空间调制光束扫描被测物体，以取代使用光电扫描方式扫描被测物体。目前光调制扫描法的读数分辨率可达 $0.05\mu\text{m}$ ，精度达 $\pm 1\mu\text{m}$ ，适合于各种高温、高压下做非接触的现场测量，例如，对反应堆燃料包管测量，精度可达 $\phi 1\text{mm} \pm 1\mu\text{m}$ 。

光调制扫描法的原理，可分成调制光束的产生和测量信号的产生两个步骤。

(1) 空间调制光束的产生

产生空间调制光束的方法很多，低频调制可用同步马达转动或音叉调谐。对高频调制可用

布拉格效应或普克尔盒(Pockels'cell)。图 3-48(a)是利用普克尔盒的电光效应来获得空间调制光束扫描的光路图。图中 Ar 激光器的功率为 2W，波长为 514.5nm；普克尔盒由晶体、电极和振荡器组成，调制的频率就是振荡器的频率。普克尔电光效应就是在电场作用下，不同偏振方向的光束在晶体中有不同的传播速度。因而，不同偏振方向的光束间会产生相位差，其相位角的关系是

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma \frac{l}{h} E \quad (3.4-15)$$

式中， n_0 为晶体的折射率； γ 为电光系数，由晶体材料决定； l 为晶体长度； h 为晶体厚度； E 为电极上的电压。

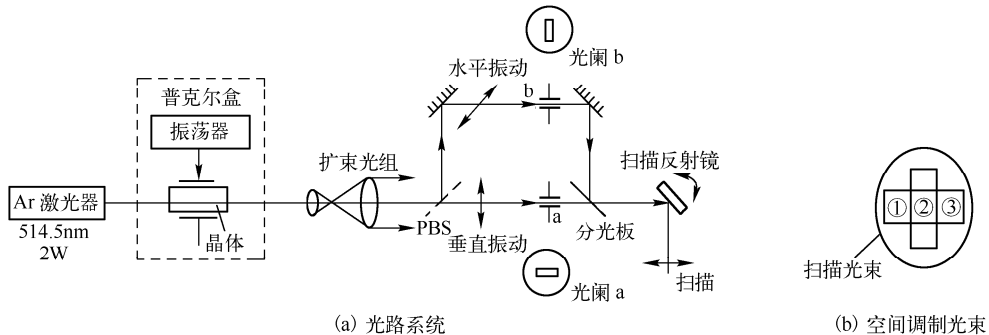


图 3-48 空间调制光束扫描

由式(3.4-15)，选择晶体参数和电极电压，使两个偏振方向的光束间产生 90° 的相位差，即成正交相位。此正交相位差的光束经扩束光组扩束后，再经偏振分光板 PBS 分成垂直振动的光束和水平振动的光束。这两个振动方向不同、相位差 90° 的光束分别经过两个光阑 a 和 b，光阑 a 的方孔水平放置，光阑 b 的方孔垂直放置，遮去其他部分光束，只有方孔中的光线透过，这样通过分光板后，二光束又重合，形成图 3-48(b)所示的空间调制光束①、②、③。扫描反射镜形成光束的扫描运动。空间调制扫描光束的特性如图 3-49 所示。这是电光效应产生的正交特性。

设分光后的二束光强相等，则有

$$\begin{cases} I_1 = I_3 \\ I_2 = I_1 + I_3 \end{cases} \quad (3.4-16)$$

设普克尔盒的频率为 ω 。由图 3-49 可知光束①+③满足 $(I_1 + I_3)(1 + \sin \omega t)$ ，而光束②满足 $I_2(1 - \sin \omega t)$ 。对任意瞬间，光强用 I_r 表示，则

$$I_r = I_1 + I_2 + I_3 + (I_1 + I_3 - I_2) \sin \omega t \quad (3.4-17)$$

这就是空间调制光束的表达式。

(2) 测量信号的产生

当用式(3.4-17)的调制光束扫描被测工件时，测量信号分三个区域讨论，如图 3-50 所示。当光束③未与工件相遇时，为 a 区，扫描结束时为 a'区，这两个区域中光束的特征是无交流成分，即

$$I_a = I_1 + I_2 + I_3 \quad (3.4-18)$$

当工件边缘开始挡住③或①时，光电信号中以 I_2 为主，这时为 b(b')区，在该区内的光强是

$$I_b = I_1 + I_2 + (I_1 - I_2) \sin \omega t \quad (3.4-19)$$

当工件边缘开始挡住光束②到全部挡去②时，为 $d(d')$ 区，这时相位差与 $b(b')$ 区相比刚好差 π ，即

$$I_d = I_1 + I_1 \sin \omega t \quad (3.4-20)$$

相位 π 的突变点 c 就是交流成分为零的位置，这个突变点 c 就对应工件的两个边缘，从而获得精确的测量，如图 3-51 所示。工件尺寸 L 是由两个相位突变点来决定的。

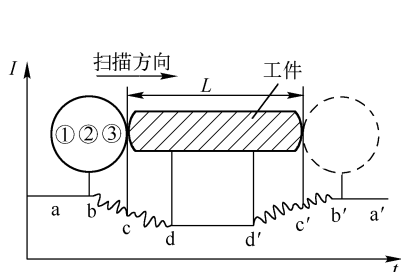


图 3-50 测量信号的形成

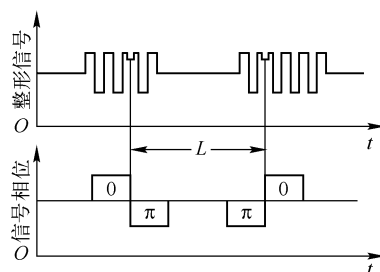


图 3-51 工件尺寸 L 的精确获得

图 3-52 是光束调制的扫描计量系统，扫描器、准直物镜、被测平面、出射透镜，形成一个远心光路系统，以允许被测件平行于光轴移动。扫描器的转速是 1800r/min ，准直物镜的焦距约为 300mm ，则被测工件在 2.5mm 范围内运动不会影响测量精度。如果要对瞬变的材料进行试验，必须采用高速采样的时间计数器以及计算机来完成。

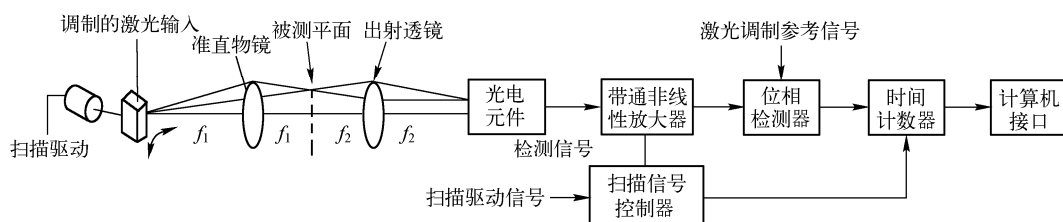


图 3-52 光束调制扫描计量系统

2. 外差扫描法

外差扫描法的装置比光调制扫描法简单，用于高质量的面形测量、微小变形测量，特别适合于振动条件下做高精度测量，精度可达 $0.01\mu\text{m}$ 左右。

用一束细的激光束来扫描有振动的被测物体，检测反射光和参考光之间的相位，利用参考光与入射光之间微小的频率差，即用拍频的方法检测相位。

图 3-53 是外差扫描法的原理图。被检物体的表面用一束细的激光扫描，反射光的相位对应于表面的形状。设 t 时刻时，激光束在被检物体的 x 位置上，这个位置上的表面形状用 z 表示。反射光受到 $z = z(x) = z[x(t)]$ 的相位调制，当激光束以一常速 v 扫描时，则 $x(t) = vt$ ，即 $z = z(vt)$ 。

图 3-53 中，He-Ne 激光器的功率为 5mW ，其光束经缩小光组 L_1 和 L_2 后射向高频石英振荡器，其振荡频率 $\Delta f = 10.1\text{MHz}$ ，该振荡器发出的超声波驱动声光调制器，产生衍射光。He-Ne 激光器发出的激光频率 $f_0 = 4.738 \times 10^{14}\text{Hz}$ ($\lambda = 632.8\text{nm}$)，激光经过声光调制器后产生衍射，其中 $+1$ 级及 -1 级衍射激光的频移分别为 Δf 及 $-\Delta f$ 。 -1 级衍射激光经过分束器 BS 后进入迈克耳孙干涉系统，其中透射光经振动反射镜反射形成扫描光束，经透镜 L_3 射向被检物体，由被检表面反射的光线分别经过振动反射镜和分束器后形成光束

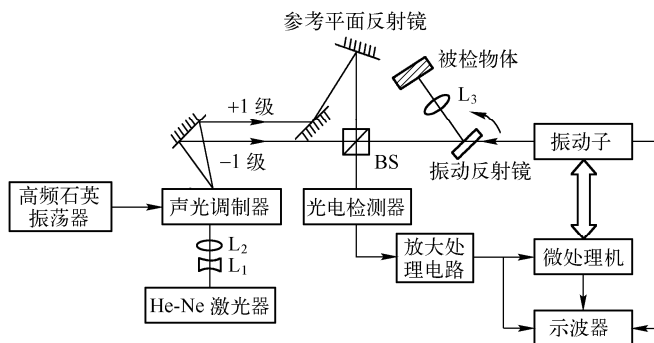


图 3-53 外差扫描法原理图

$$E_{-1} = A_{-1} \cos[2\pi(f_0 - \Delta f)t + \phi_{-1}] \quad (3.4-21)$$

式中， A_{-1} 为光束 E_{-1} 的振幅， ϕ_{-1} 为相位。

光束 E_{-1} 返回到光电探测器，振动反射镜的振动频率为 2kHz，由振动子控制。

参考光束为 +1 级衍射激光，该衍射光由反射镜引向参考平面镜，参考平面镜反射的参考光经分束器 BS 后形成光束

$$E_{+1} = A_{+1} \cos[2\pi(f_0 + \Delta f)t + \phi_{+1}] \quad (3.4-22)$$

式中， A_{+1} 为光束 E_{+1} 的振幅， ϕ_{+1} 为相位。

光束 E_{+1} 也入射到光电探测器上， E_{-1} 和 E_{+1} 两束光发生干涉，干涉后的光入射到探测器上，由式 (1.4-5) 可知，光电探测器的输出

$$I = K \cos[4\pi\Delta f t + \frac{4\pi}{\lambda} z(vt)] \quad (3.4-23)$$

式中， K 为与探测器有关的比例系数； λ 为激光的波长； Δf 为参考光的频移，一般取 $\Delta f = 10.1\text{MHz}$ ； v 为激光扫描速度。

信号 I 经放大和相位解调求得 $z(vt)$ ，这就测出了表面形状。如果示波器的 x 轴用扫描速度 v ， y 轴用 $z(vt)$ 作为输入，那么在示波器上就显示出表面形状。也可以用微处理器进行处理与显示。这种外差扫描法已用于平面镜倾斜以及表面的自动检测，精度在 $0.1\mu\text{m}$ 以下。

3.4.4 白光扫描干涉技术

白光扫描干涉是一种新型的表面形貌测量方法，能实现对表面形貌的三维测量。它通过扫描定位被测表面各点的最佳干涉位置得到表面各点相对高度，重构表面三维轮廓，实现对物体三维形貌的测量。

1. 单色光干涉

由 1.1 节可知，对于如图 3-54 所示的双光束干涉原理图(迈克耳孙干涉仪)， M_1 为被测物体， M_2 为反射镜，两束光 I_1 、 I_2 经反射、折射后将同时到达分光镜上面的干涉板， I_1 和 I_2 干涉后的光强为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi, \quad \Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (3.4-24)$$

式中， $\Delta\phi$ 为两束光的相位差， Δ 为两光束的光程差， λ 为光波的波长。

从式 (3.4-24) 中可以看出光强的分布符合余弦变化规律。图 3-55(a) 所示为单色光干涉条

纹示意图, 图 3-55 (b) 为单色光干涉条纹光强变化曲线。

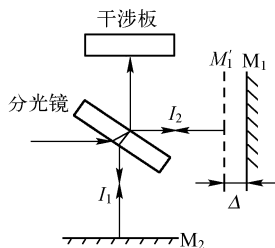


图 3-54 双光束干涉原理图

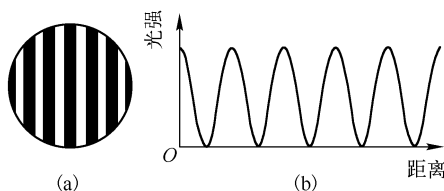


图 3-55 单色光干涉条纹及光强变化曲线

2. 白光干涉

所谓的白光指的是光谱中包含了整个可见光谱区域的光谱成分的光源, 且光谱为连续谱。白光干涉时, 各波长将产生各自的干涉条纹, 光强分布规律均符合式 (3.4-24)。当光程差为零 (零级条纹处) 时, 各波长的零级条纹完全重合, 随着光程差及干涉级数的增加, 各波长的干涉条纹将彼此逐渐错开, 这种错开使条纹对比度逐渐下降。到一定程度时干涉条纹消失。光谱范围越宽, 这种现象越明显。光源的相干长度 δ_c 定义为 $\delta_c = \bar{\lambda}^2 / \Delta\lambda$, 式中, $\bar{\lambda}$ 为光源平均波长, $\Delta\lambda$ 为光源带宽。可见, 宽带光源的相干长度短, 时间相干性差。图 3-56 所示为白光干涉时光强变化曲线。在零级条纹 (或零光程差位置) 附近的条纹对比度最大, 随着级数的增加, 干涉条纹对比度迅速下降, 直到条纹消失。

对于白光, 双光束干涉光强变化的一般表达式为

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma \cos(2\pi\Delta / \lambda) \\ &= (I_1 + I_2) [1 + 2\sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2) \gamma \cos(2\pi\Delta / \lambda)] \\ &= I_0 [1 + m \gamma \cos(2\pi\Delta / \lambda)] \\ &= I_0 [1 + M \cos(2\pi\Delta / \lambda)] \\ &= I_0 [1 + M \cos(\Delta\phi)] \end{aligned} \quad (3.4-25)$$

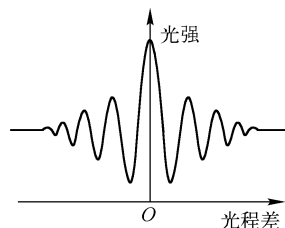


图 3-56 白光干涉时光强变化曲线

式中, I_1, I_2 为两束光光强; I_0 为背景光强, $I_0 = I_1 + I_2$, 反映光强的直流分量; m 为条纹可见度, $m = 2\sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2)$; γ 为相干包络项, 当光源为单色光时 $\gamma = 1$; M 为相干调制度, $M = m\gamma$, 反映光强幅值的变化, 显然从图 3-56 中可看出, 当光程差 $\Delta = 0$ 时, 即发生最佳干涉时 M 值最大; $\Delta\phi$ 为相角, $\Delta\phi = 2\pi\Delta / \lambda$ 。

3. 白光扫描干涉技术

宽带光源的相干长度短, 时间相干性差, 由它产生的两束光波之间的非相干光程差极小, 基本上要在等光程差位置附近才能观察到干涉条纹, 且条纹也只有为数不多的几条。图 3-57 所示为用 CCD 摄像机采集的光滑平面产生的一幅干涉图样, 可以看出干涉图像由交替变幻的亮暗干涉条纹组成, 中央一条黑条纹为零级条纹, 它是零光程差位置, 周围有几条相互对称的比较清晰的条纹。干涉条纹的数目与条纹图像的定向取决于采样平面与参考平面的相对倾斜角度, 干涉条纹最亮点将出现在对焦最好的地方。

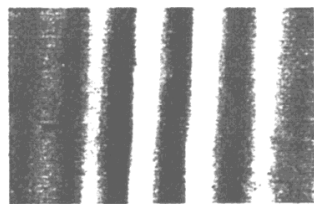


图 3-57 采集到的光滑表面干涉条纹图样

白光扫描干涉技术正是利用这一特征实现的, 因为移动干涉条纹, 并扫描整个被测表面

时, 对于被测面上的任意一个采样点, 其光强将呈现出如图 3-58 所示的变化趋势, 即当光程差接近相等时, 条纹对比度变化剧烈并且呈现非周期变化性。该特征很容易与其他级条纹相区别, 利用这一特性可以实现对零光程差位置测量。图 3-58 所示为干涉条纹扫过该光滑面时, 随机采样的四点的光强变化曲线, 因此, 定位零光程差位置是进行白光扫描干涉测量的关键。

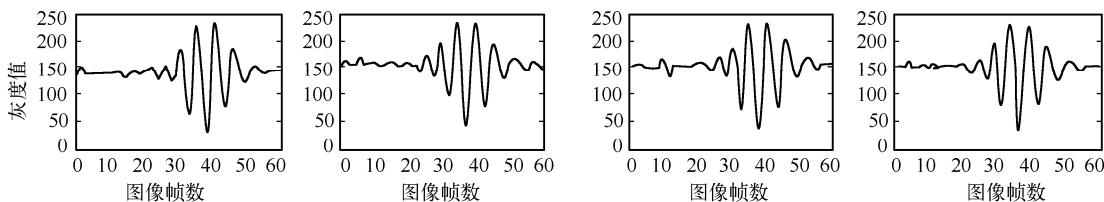


图 3-58 随机采样的四点光强变化曲线

采用白光干涉技术测量表面时, 白光干涉图样显著的特征使其难于被获得, 因为条纹只在一个有限的空间范围内出现, 如果干涉仪不能很好的聚焦或散射不均匀, 条纹甚至无法获取, 但就是因为这一特性, 使得条纹的难于获得对零级条纹的定位非常有利。这样, 白光干涉条纹的定位就可以应用于干涉轮廓仪中。

由于零光程差附近光强呈现非周期性, 它有效地消除了模糊误差, 减少了对测量范围的限制, 因此可以实现较大高度范围的测量, 从而克服了窄带光源干涉轮廓仪测量范围小的不足。对于不连续表面尤其是阶梯状表面来说, 基于窄带光源干涉的测量仪器根本无法分辨, 而对于基于白光干涉的测量仪则不受表面高度突变的影响。因此, 白光干涉的这种特性已被人们广泛应用于表面三维微观形貌测量中。

4. 用白光扫描干涉测量表面三维形貌

在利用白光干涉测量表面三维形貌过程中, 对于被测表面上某一点来说, 为了定位其零光程差位置, 必须采用扫描方式改变参考镜或者被测表面的位置, 以此获得该点光强变化的离散数据, 然后依据白光干涉的典型特征来判别并提取最佳干涉点。因此称这种方法为白光扫描干涉测量法。下面具体介绍该测量技术。

图 3-59 为测量原理示意图。 M_1 代表参考镜, M_2 代表被测表面, M_3 为 M_1 经分光镜所成的虚像。相对来说由于参考镜较轻便, 所以采用参考镜做微小进给。当 M_1 沿扫描方向做微小进给时, 如果 M_1 处于位置 M_1^1 , 此时必然存在虚像, 虚平面 M_3^1 与被测表面 M_2 相交形成如图 (b) 所示轮廓线, 显然轮廓线上的各点 (如点 1 和点 2) 是光程差为零的点, 这些位置均发生最佳干涉。当参考镜的位置位于 M_1^2 位置时, 虚平面 M_3^2 与被测表面 M_2 相交形成的轮廓线上的点 (如点 3) 发生最佳干涉。同理当参考镜的位置位于 M_1^3 时, 与点 5 高度平面轮廓线上的点发生最佳干涉。这样相当于用一系列间距非常小的平行虚平面切割被测表面, 两平面的交线处为光程差等于零的位置, 当参考镜做充分扫描直到不出现干涉条纹时, 识别并记录各点的最佳干涉点位置作为其相对高度值, 所有的点的集合便重构了被测表面的三维轮廓。

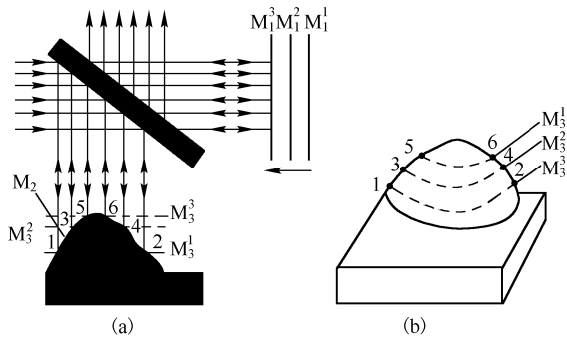


图 3-59 白光扫描干涉测量原理示意图

白光扫描干涉法表面三维微观形貌测量系统(见图 3-60)由光学系统(见图 3-61)、微驱动装置及控制系统、调焦系统和图像采集及处理系统四个主要部分组成。

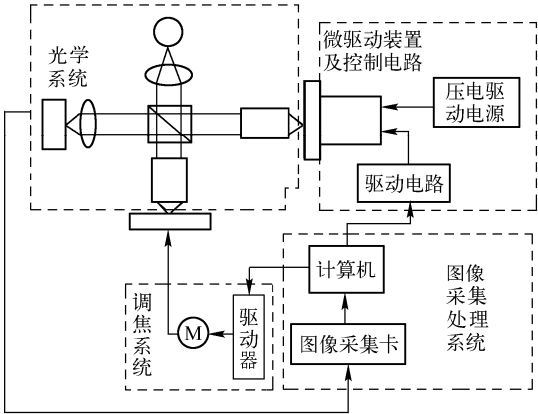


图 3-60 白光扫描干涉法测量系统

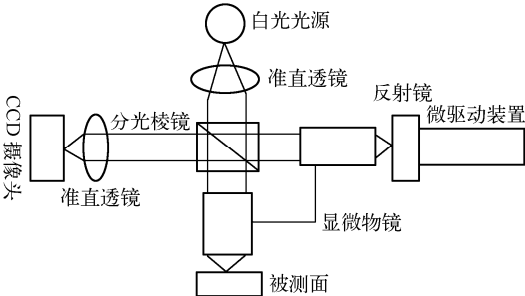


图 3-61 测量系统光学示意图

测量开始时，通过计算机控制步进电机大步的进给以使被测物垂直升降，当被测物通过光学系统清晰成像时，调节步距使被测物做微小进给，当观察到干涉条纹时表示完成了调焦过程。接着由计算机发出指令控制压电驱动装置的进给从而带动参考镜的微小进给，这样被测面的不同高度平面就会逐渐进入干涉区。如果在充足的扫描范围内进给，则被测表面的整个高度范围都可以通过最佳干涉点(即零光程差所在位置)。在扫描过程中，将每步的干涉条纹图像用 CCD 摄像头采集，经图像采集卡转换为数字图像后存储于计算机中，这样对于每个像素点来说，扫描结束后都将有一组该点的光强变化数据；然后基于白光干涉的典型特征，通过采用某种算法，对干涉条纹图像数据进行分析处理，提取特征点的(最佳干涉点)位置，进而得到各像素点的相对高度，这样便实现了对三维形貌的测量。

3.5 激光多普勒技术

激光多普勒测速技术于 1964 年由 Yeh 和 Cmmius 提出，随后业界针对该技术进行了大量的理论分析和实验研究，1964~1981 年在各种期刊上发表与激光多普勒技术有关的论文近千篇。1971—1978 年间召开的相关国际会议达 21 次，并出版了论述比较全面的多种专著。20 世纪 70 年代前后国外厂商已开始向市场提供比较完备的激光多普勒测速产品并不断更新，几种代表性产品的性能见表 3-2。20 世纪 80 年代至今，此类仪器已在科研和生产中广泛应用。

表 3-2 国外激光多普勒测速仪性能

型号(国别)	测速范围	精度	电频率范围
TSI 1090(美)	约 1mm/s~500m/s	/	2kHz~50MHz
TSI 91007(美)	三个速度分量	/	1kHz~
剑桥物理科学仪器公司(英)	100μm/s~100m/s	±0.5%	100Hz~10MHz
DISA55L-I 型(丹麦)	3mm/s~300m/s	1%	2.25kHz~15MHz
DISA55L-II 型	3mm/s~300m/s, 装有声光调制器, 调制频率 40MHz	1%	2.25kHz~15MHz
DISA55L-90	2mm/s~2000m/s	1~2.5%	2kHz~100MHz
BBCGOesz LSE01(奥地利)	5.5mm/s~333.7m/s	0.1%	5kHz~16MHz
勃拉翁鲍维里康采恩实验室(西德)	1m/s~1000m/s	/	/
NASA 马歇尔飞行中心(美)	能测亚音速和超音速($M < 2$)气体流动的紊流和平均速度, 可用作三维测量		

3.5.1 激光多普勒效应

当单频激光源与探测器处于相对运动状态时，探测器所接收到的光频率将是变化的。若光源固定，当光波从运动的物体散射或反射并由固定的探测器接收时，也可观察到这一现象，这就是光学多普勒效应。光源频率的变化称多普勒频移，以 f_D 表示，在后一种情况下 f_D 可分两步计算如下：

第一步，若从静止的激光器发出频率为 f_0 的平面波，如图 3-62 所示，它在静止空间坐标系 xyz 中传播的波动方程式为

$$E = A_0 \exp[-i(2\pi f_0 t - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r})] \quad (3.5-1)$$

式中， A_0 为光振动的振幅； \mathbf{K}_1 为激光的传播矢量，也称波矢量， $|\mathbf{K}_1| = 2\pi/\lambda$ ； \mathbf{r} 为在静止坐标系中空间点的位置矢量。

当光线射至以速度 \mathbf{v} 运动着的物体上的一点 O 时，从运动着的 O 点来看，静止的激光器所发出的光频及其空间传播波动方程，与式 (3.5-1) 不同。若在物体 O 点设置一动坐标系 $x'y'z'$ ，同一空间点在两坐标系中的位置矢量 \mathbf{r} 与 \mathbf{r}' 的关系由伽里略变换得

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{v}t \quad (3.5-2)$$

式中， \mathbf{r}' 为动坐标中空间点的位置矢量。

在动坐标系内入射激光的波动方程为

$$E = A_0 \exp\{-i[2\pi f_0 t - \mathbf{K}_1 \cdot (\mathbf{r}' + \mathbf{v}t)]\} \quad (3.5-3)$$

令 $\mathbf{r}' = 0$ ，即 O 点为动坐标原点，式 (3.5-3) 简化为

$$E = A_0 \exp[-i(2\pi f_0 t - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v}t)] \quad (3.5-4)$$

此式表明：在运动着的 O 点上，入射激光的频率已不是 f_0 而是 $f_0 - \frac{1}{2\pi} \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v}$ 。

第二步，将物体上 O 点作为新的激光源，由 O 点散射或反射的激光，在动坐标系中又以同样的频率向空间传播，如图 3-63 所示，其波动方程为

$$E = A_1 \exp[-i(2\pi f_0 t - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v}t - \mathbf{K}_S \cdot \mathbf{r}')] \quad (3.5-5)$$

式中， \mathbf{K}_S 为散射光传播矢量； A_1 为散射光振幅。

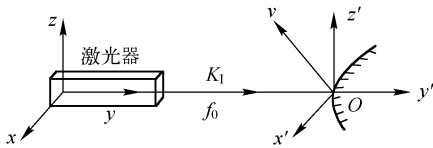


图 3-62 物体相对于光源运动

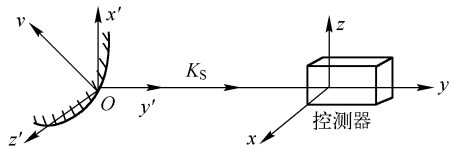


图 3-63 物体相对于探测器运动

如在静止坐标系中用一探测器 (如光电倍增管) 接收散射光，因散射光源与探测器之间存在着相对运动，经伽里略变换，即

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{v}t \quad (3.5-6)$$

就可在静止坐标系内得到探测器处的光波动方程

$$E = A_1 \exp\{-i[2\pi f_0 t - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v}t - \mathbf{K}_S \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{v}t)]\} \quad (3.5-7)$$

同样，如果把静止坐标系原点置于探测器上， $\mathbf{r} = 0$ ，式 (3.5-7) 可改写成

$$E = A_1 \exp[-i(2\pi f_0 t - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v}t + \mathbf{K}_S \cdot \mathbf{v}t)] \quad (3.5-8)$$

探测器接收到的散射光的角频率为

$$\omega_S = 2\pi f_0 - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} + \mathbf{K}_S \cdot \mathbf{v} = 2\pi f_0 - \frac{2\pi v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_1, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_S, \mathbf{v})] \quad (3.5-9)$$

$$\text{散射光频率为} \quad f_s = f_0 - \frac{v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_I, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_S, \mathbf{v})] \quad (3.5-10)$$

仅从表达式看, 已知入射光方向 \mathbf{K}_I , 接收光方向 \mathbf{K}_S , 以及物体运动方向 \mathbf{v} , 即可由散射光频率 f_s 的变化求得物体的运动速度 v 。但因光的频率太高, 迄今尚无探测器可直接测量它的变化。目前的探测技术只能测出散射光的频率与未发生多普勒频移的光频率之间的差拍信号 f_D

$$f_D = |f_s - f_0| = \left| \frac{v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_I, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_S, \mathbf{v})] \right| \quad (3.5-11)$$

式 (3.5-11) 即为多普勒频移 f_D 的计算公式。测得 f_D 便可求得物体的运动速度 v 。例如, 当 $(\mathbf{K}_I, \mathbf{v})=0^\circ$, $(\mathbf{K}_S, \mathbf{v})=180^\circ$, $\lambda=632.8\text{nm}$, $f_D=3.16\text{MHz}$, 则 $v = \frac{2}{\lambda} f_D = 1\text{m/s}$ 。

对于一般的运动物体, 其运动速度远小于光束, 由此而造成的多普勒频移相对于光频 $3 \times 10^{14}\text{Hz}$ 变化很小, 而普通光源通常有比 f_D 大得多的带宽 (例如普通热光源带宽约为 10^3MHz), 因此无法根据频带的移动测定 f_D 。所以在激光出现以前, 除在天文学上用它来测定以极高速度运动的发光天体的速率外, 并无广泛的应用, 激光的出现才使光学多普勒效应成为非常实用的新技术。因为激光是频带极窄的相干辐射源, 对单模 (TEM00 模) 的 He-Ne 激光来说, $\lambda=632.8\text{nm}$, 频率 $f_0=4.74 \times 10^{14}\text{Hz}$, 带宽 $\Delta f=10\text{Hz}$, 以中等速度运动的发射体所引起的激光多普勒频移仍然是很小的, 但与光源带宽相比则大得多, 因此能用光外差技术检测出来。

3.5.2 差动多普勒技术

差动多普勒技术在 20 世纪 70 年代获得迅速发展。其原理图如图 3-64 所示。把两束频率相同 (也可略有不同) 的激光从不同方向 \mathbf{K}_{I1} 和 \mathbf{K}_{I2} 聚焦于同一个粒子 P 上, 由于粒子运动速度 \mathbf{v} 相对于 \mathbf{K}_{I1} 和 \mathbf{K}_{I2} 方向不同, 所以运动粒子 P 接收到的这两束光的频率 f_{S1} 和 f_{S2} 也不同。静止的探测器 PM 分别接收到从 P 点散射的两束光频率 (设为 f_{S1} 和 f_{S2}) 也就不同, 由图 3-64 和式 (3.5-10) 可得如下关系

$$f_{S1} = f_0 - \frac{v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_{I1}, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_{S1}, \mathbf{v})] \quad (3.5-12)$$

$$f_{S2} = f_0 - \frac{v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_{I2}, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_{S2}, \mathbf{v})] \quad (3.5-13)$$

式中, $\mathbf{K}_{S1} = \mathbf{K}_{S2}$, 它表示光从运动粒子 P 点向探测器 PM 散射的方向矢量, 它的取向是从 P 到 PM。 f_{S1} 与 f_{S2} 在 PM 上混频, 两散射光的频差为

$$\begin{aligned} f_D = f_{S1} - f_{S2} &= \frac{v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_{I1}, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_{I2}, \mathbf{v})] = \frac{v}{\lambda} \cdot 2 \sin\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right) \\ &= \frac{2v \cos \phi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} = \frac{2v'}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (3.5-14)$$

或

$$v' = \frac{\lambda}{2 \sin \theta / 2} f_D = K f_D \quad (3.5-15)$$

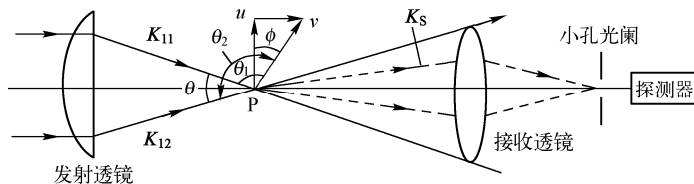


图 3-64 差动多普勒技术原理图

式中, $v' = v \cos \phi$, 它是速度矢量在两束相交光线平面内并垂直于聚焦角角平分线方向上的分量(见图 3-64); θ 为两束光的聚焦角; K 为转换常数, $K = \frac{\lambda}{2 \sin \theta / 2}$, 当 λ 、 θ 确定时, K 为常数。例如, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $\theta = 15^\circ$, 求得 $K = 2.424 \times 10^{-4} \text{ cm}$; 当 $v' = 1 \text{ m/s}$ 时, $f_D = 412.5 \text{ kHz}$ 。

由式(3.5-15)知, 当 θ 一定时, 速度 v' 直接与多普勒频差 f_D 成简单的线性关系。然而如果有两个速度绝对值相同而方向相反的运动粒子, 则测得的两个 f_D 仍是相同的, 所以它不能辨别这两个速度的方向。

差动多普勒技术也可用光的干涉理论进行解释。当两束相干光聚焦于一点时, 在该点附近的小区域内将产生一组干涉条纹, 条纹的方向与两束入射光的角平分线平行, 见图 3-65。图 3-65(a) 中的 K_{11} 和 K_{12} 两个方向的光束相遇后的干涉情况如图 3-65(b) 所示, 各常数之间的关系如图 3-65(c) 所示。设干涉条纹的间距为 d , 经推导得

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \theta / 2} \quad (3.5-16)$$

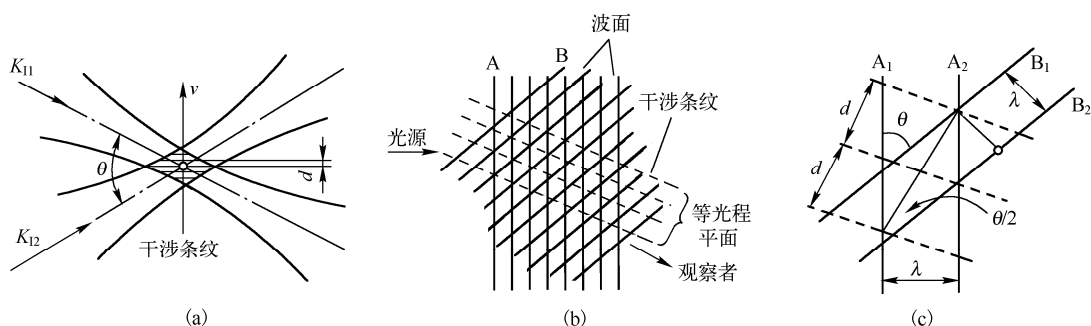


图 3-65 双光束干涉条纹的形成

粒子在垂直于干涉条纹的方向上以速度 v 穿过条纹, 当粒子位于条纹的亮区时, 对光的阻挡及散射最大; 当粒子位于条纹的暗区时, 对光的阻挡及散射最小。因此在 PM 处接收到的光信号是一个波动量, 其波动频率为 f_D , 它正比于穿过条纹的速度, 反比于干涉条纹的间距 d , 即

$$f_D = \frac{v}{d} = \frac{2v}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.5-17)$$

由此可见, 干涉条纹效应所得结果与多普勒效应所得结果是一致的。后者又称条纹模型, 它在物理概念上更简单明了, 对建立最佳光学装置有帮助, 如可推导出两束相干光光强度比的要求, 两束光尺寸的要求, 两束光相交形状以及光程差的要求等。这对计算和设计仪器是很重要的概念。

3.5.3 激光多普勒测速技术

1. 激光多普勒测速的特点

激光多普勒速度计(Laser Doppler Velocimeter, LDV), 与传统的测速仪(如毕托管、热线风速仪)相比具有如下优点:

(1) LDV 是非接触测量。激光会聚点就是测量探头。测量过程对流场基本无干扰(激光光压非常小), 这对回旋流场尤为适用。可以很方便地在恶劣环境(如火焰、腐蚀性流体)内进行测量。

(2) 空间分辨率极高。测点小于 10^{-4} mm^3 。随着所用激光波长的减小, 光路和聚焦元件性能的改进, 还可进一步缩小。已可测到直径为 $10\mu\text{m}$ 中小部位流速。高的空间分辨率非常适用于边界层、薄层流体及狭通道场合的测量。

(3) 动态响应快。速度信号以光速传播, 惯性极小, 只要配以适当的信号处理器, 就可进行实时测量, 是研究涡流、测量瞬时脉动速度的新方法。

(4) 测量精度高。此仪器测量公式是一个精确的物理关系式, 基本上与流体的其他特征(如温度、压力、密度及粘度)无关, 通过光路计算和保证制造精度后, 可不考虑光路系统误差。系统测量精度很高, 因而可用来校正其他类型测速仪器。但在测涡流时, 实测精度与流动特性、信号质量、信号处理机性能有关, 需具体分析。

(5) 测量量程大。因为频差与速度成简单线性关系, 不论低速或高速都不需校正, 且光频极高, 它允许有很大的频移, 目前已能测 $0.1\text{mm/s} \sim 2000\text{m/s}$ 的速度, 这是普通测速仪不能比拟的。

(6) 测量速度方向的灵敏性好。因光束分离器旋转时测点不变, 故可方便地测量任意方向的速度分量, 并可用作常量二维流动的测量研究。

激光多普勒测速仪本质上是利用检测流体中和流体以同一速度运动的微小颗粒的散射光来测定流体速度的仪器, 由此也带来一定的局限性:

- (1) 被测流体要有一定的透明度, 管道要有透明窗口;
- (2) 在测纯净水或空气速度时, 必须由人工掺入适当的粒子作散射中心;
- (3) 流速很高时要求提高激光输出功率;
- (4) 价格较贵;
- (5) 使用时要有一定的防震要求, 并使管道和光学系统无相对运动。

尽管如此, 由于它有许多独特的优点, 现已成为科研和实验室工作中的有力工具, 并具有广阔的应用前景。

2. 激光多普勒测速原理

由式(3.5-10)知, 测得多普勒频移 f_D 即可计算出物体运动的速度 v 。但由于光频太高, 任何光电探测器都不能直接测得光频的变化, 因此要用间接测量方法。其中光混频技术是最常用的一种测量方法(光学上称干涉技术), 它是将两束频率不同但相差不大的光进行混频, 以获取差频信号的光学零差或外差的检测技术。

设一束散射光与另一束参考光(或两束均为散射光, 但散射方向不同)的频率分别为 f_{s1} 和 f_{s2} , 它们到达光探测器阴极表面的电场强度分别为

$$E_1 = A_{01} \cos(2\pi f_{s1}t + \phi_1) \quad (3.5-18)$$

$$E_2 = A_{02} \cos(2\pi f_{s2}t + \phi_2) \quad (3.5-19)$$

式中, A_{01} 和 A_{02} 分别为两束光在光阴极表面处的振幅; ϕ_1 和 ϕ_2 分别为两束光的初始相位。

两束光在光阴极表面混频, 其合成的电场强度为

$$E = E_1 + E_2 = A_{01} \cos(2\pi f_{s1}t + \phi_1) + A_{02} \cos(2\pi f_{s2}t + \phi_2) \quad (3.5-20)$$

光强度与光的电场强度的平方成正比

$$I \propto E^2 \quad (3.5-21)$$

$$I(t) = K(E_1 + E_2)^2 = \frac{1}{2}k(A_{01}^2 + A_{02}^2) + kA_{01}A_{02} \cos[2\pi(f_{s1} - f_{s2})t + \Delta\phi] \quad (3.5-22)$$

式中, K 为常数; $\Delta\phi$ 为两束光初始相位差, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, 如两束光相干, 则 $\Delta\phi$ 为常数。

式(3.5-22)中第一项是直流分量, 可用电容器隔去; 第二项是交流分量, 其中 $(f_{s1} - f_{s2})$

正是我们希望测得的多普勒频移。与普通的干涉仪器一样，这里也有零差和外差之分。若入射至物体前，两束光频率相同，称为零差干涉。因为当物体运动速度为零时， $f_{s1} = f_{s2} = f_0$ ，输出信号为直流。若入射至物体前两束光频率不等，相差 f_s ，则即使物体运动速度为零，两束光混频后输出的信号频率仍为 $f_{s1} - f_{s2} = f_s$ ，成为交流信号。前者当物体运动时，多普勒信号可以看成是载在零频上，后者则是载在一个固定频率 f_s 上。所以前者称零差，后者称外差。两者的区别是：零差不能判别运动方向，而且难以消除由直流引起的噪声；外差则可以判别运动的方向，并可用无线电中的外差技术抑制噪声而大大提高信号的信噪比。

3. 激光多普勒测速仪的基本光路

LDV 通常由主机(包括激光器，光学发射头，光学收信器，光电探测器和相应的机械调整机构)、多普勒信号处理机，以及记录仪器组成。下面将对光路部分做一介绍。

按照同时可测速度分量的维数，激光多普勒测速仪光路可分为一维、二维或三维三种光路；按接收散射光方向可分为前向散射接收系统、后向散射接收系统和前后向通用系统；按光学结构的不同大致可分为参考光束型(基准光束型)、双散射光束型(差动多普勒型或干涉条纹型)和单光束型(对称外差型)。

(1) 参考光束型

图 3-66 为参考光束型光路图。激光束经透镜 L_1 ，会聚于被测点 P，直接透过光束由透镜 L_3 接收，散射光由透镜 L_2 接收，经合光镜 M 时两束光重合并进入光电倍增管 PM。为使两束光强度比达到适当值，参考光路中加了中性滤光片 H。PM 接收到的两束光中，直接透过的参考光没有产生频移，但散射光则产生了频移，在 PM 上混频后产生式 (3.5-23) 所示的频差

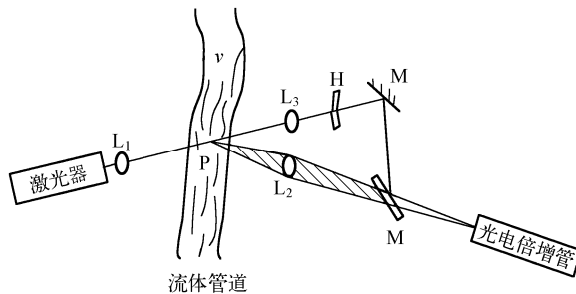


图 3-66 参考光束型光路图

$$f_D = \left| \frac{v}{\lambda} [\cos(\mathbf{K}_I, \mathbf{v}) - \cos(\mathbf{K}_S, \mathbf{v})] \right| \quad (3.5-23)$$

此光路的特点是：(1) 由式 (3.5-23) 知， f_D 与 K_I 、 K_S 均有关，因此 PM 的位置要受到限制；(2) 光束准直要求高，即参考光与测量光必须严格重合，这对仪器的调整和隔离外界影响要求极高；(3) 散射光的角扩散会引起多普勒频差的频带加宽并影响测量精度，而用光阑拦去不同方向的散射光，又使接收到的散射光能大大减少，从而降低了信噪比；(4) 信号接收距离不受接收透镜焦距的限制；(5) 适于管道中流体粒子浓度高的情况下测量。

(2) 双散射光束型(差动多普勒型)

此光路又可分为：前向双散射光路(见图 3-67(a))，即光学发射头与接收头置于试验段两侧；后向双散射光路(见图 3-67(b))，即光学发射头与接收头位于试验段同侧。这种光路的多普勒频移表达式见式 (3.5-14)。

此光路的特点是：(1) 因为式 (3.5-14) 中不出现散射光的方向角，这表明散射光的频差与光电探测器方向无关，因此使用时不受现场条件的限制，可在任意方向测量；(2) 可使用大

口径的接收透镜，这样被运动粒子散射的光能量可得到极大利用，信噪比 S/N 约比参考光束型高 1~2 个数量级；（3）两束光强度比为 1:1 或接近于 1:1，此时所产生的干涉条纹信号最佳；（4）调整比较容易，只要使两束光完全相交即可，可根据交点处干涉条纹的清晰程度进行调整；（5）对后向散射可用聚焦透镜作为接收透镜，使结构紧凑；（6）进入光电探测器的散射光来自两个具有同样强度的光线的交点，它对所有尺寸的散射微粒都发生高效率的拍频作用，从而避免了某种形式信号的“脱落”。在参考光束型光路中由于微粒尺寸的分散性，参考光与测量光对不同微粒散射光强不同，只有对尺寸基本相同的微粒才能使信号不“脱落”，否则出现“脱落”而给数据处理带来困难。

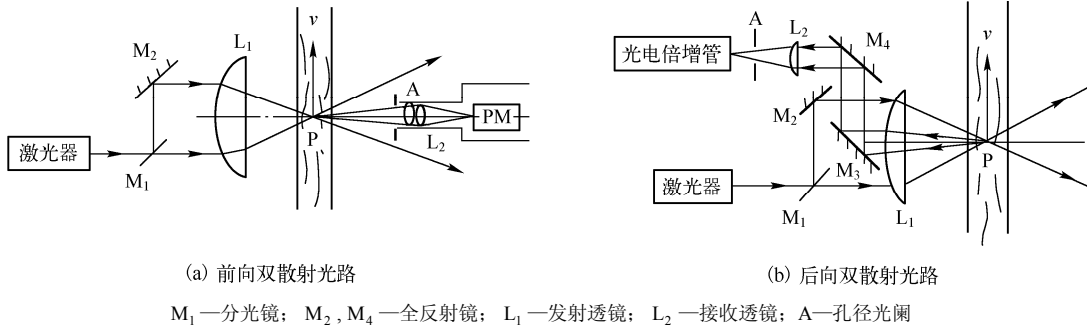


图 3-67 双散射光路

由于双散射型克服了参考光束型光路的某些弱点，现已成为目前应用最广泛的一种光路。

后向散射与前向散射没有什么区别，但对常用尺寸的微粒，后向散射收集的散射光强度比前向散射要小两个数量级，所以大多数情况下都使用前向散射。只是在不能使用前向散射的场合下才用后向散射。随着大功率激光器的广泛应用，因后向型结构紧凑，使用方便，可测固体及不透明物体单侧速度分布，所以也可能被广泛应用。

(3) 单光束型

图 3-68(a) 为单光束前向散射光路，图 3-68(b) 为后向散射光路。其特点是一束入射激光直接聚焦在测量点上，光线被同一微粒 P 向两个方向散射，用双缝光阑 A 分别接收对应的两散射光束，通过反射镜 M_1 ，与分光镜 M_2 使两支散射光重合并干涉，由光电倍增管接收。它恰好与双散射光束型相反，先合后分，其频差公式可推导如下

$$f_{S1} = f_0 + \frac{v}{\lambda} [\cos(K_1, v) - \cos(K_{S1}, v)], \quad f_{S2} = f_0 + \frac{v}{\lambda} [\cos(K_1, v) - \cos(K_{S2}, v)]$$

所以
$$f_D = f_{S1} - f_{S2} = \frac{2v'}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.5-24)$$

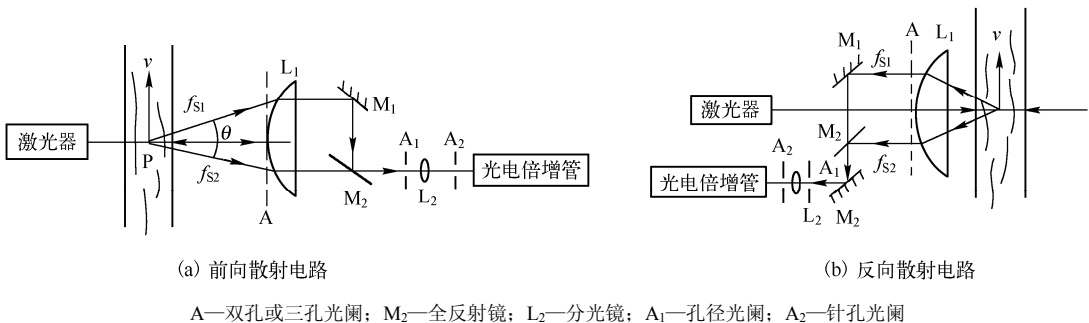


图 3-68 单光束型散射光路

式中, θ 为两散射光束之夹角; v' 为垂直两散射光束角平分线方向上速度的分量。

这种光路的特点是: (1) 信号的探测不依赖于入射光方向, 因此入射光可以反向(见图 3-68(b))。(2) 它可以用来接收两个相互垂直平面的两对散射光, 方法是旋转光阑 A 至两相互垂直位置。(3) 孔径光阑 A_1 的孔径角要求很小, 故光能利用率低, 光路对接收方向很敏感, 调整较困难, 使用不方便。由于它比起双散射型没有明显的优点, 一般用得较少。

(4) 参考光束型二维测量

图 3-69 示出了参考光束型二维前向散射测量系统。在该光路中, 所测速度分量与探测器位置有关, 若在系统中设置两束参考光以及相应的两个探测器, 则每一探测器接收到不同的多普勒频移, 由式(3.5-14)得

$$v' = \frac{(f_1 + f_2)\lambda}{4\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}} \quad (3.5-25)$$

$$v = \frac{(f_1 - f_2)\lambda}{4\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.5-26)$$

式中: f_1, f_2 分别为两个探测器各自接收到的多普勒频移。

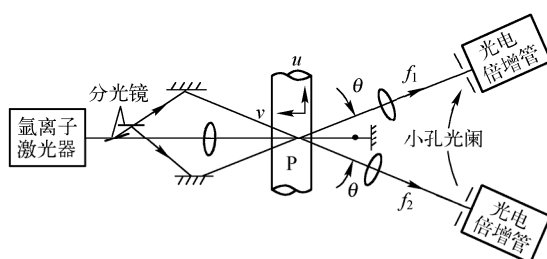


图 3-69 参考光束型二维前向测量系统

上述系统中为消除两束参考光散射的影响, 要求削弱其强度; 为使两束参考光与测量光会聚于同一测点, 要求系统稳定可靠。一种改进的方法示于图 3-70, 它应用旋转衍射光栅, 产生两束频移量不等的参考光, 直射的零级光作为散射光。由于激光经透镜 L_1 聚焦于旋转衍射光栅上的一点, 透镜 L_2 使零级光与 ± 1 级衍射光成为平行光。透镜 L_3 将它们重新聚焦于一点。显然这一系统是十分稳定可靠的。

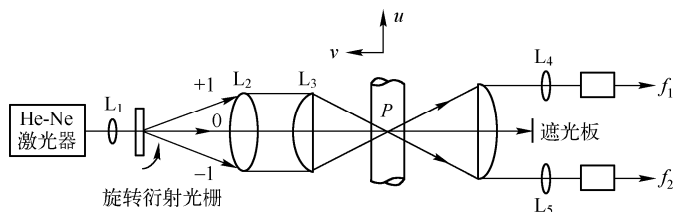


图 3-70 旋转衍射光栅二维测量系统

(5) 参考光束型三维测量系统

将二维的原理加以扩展, 用不在同一平面内的三束不同方向的参考光以及对应的三个探测器, 即可进行三维测量。如图 3-71 所示, 在三个光电探测器上, 分别获得三个多普勒频移量

$$f_1 = \frac{2v_1}{\lambda} \sin \frac{\alpha_1}{2} \quad (3.5-27)$$

$$f_2 = \frac{2v_2}{\lambda} \sin \frac{\alpha_2}{2} \quad (3.5-28)$$

$$f_3 = \frac{2v_3}{\lambda} \sin \frac{\alpha_3}{2} \quad (3.5-29)$$

式中, v_1 是速度矢量在 α_1 角所在平面上的投影, v_1 垂直于以 α_1 角的角平分线; 分量 v_2 , v_3 可用同样方法确定。由 v_1, v_2, v_3 再求直角坐标中的三个分量。

(6) 差动型二维测量

差动型测速技术不但可保证对两束光的调节稳定可靠, 而且可用大孔径接收散射光, 所以比参考光束型更有吸引力。如图 3-72 所示, 偏振激光束经分光棱镜分成三束平行光, 光束 1 和 3 分别经去波片, 使偏振光振动方向相对于原始光转动正、负 45° 角, 所以光束 1 和光束 3 是正交偏振光, 光束 2 仍为原振动方向。应用光束 1 和 2、光束 2 和 3 分别构成差动型光路, 它们会聚于同一测点并经探测器 1 和 2 分别接收由检偏器 1 与 2 选出的正交偏振光信号。 f_1 对应速度 v_1 , f_2 对应速度 v_2 , 由此可以计算出直角坐标里的两个速度分量。

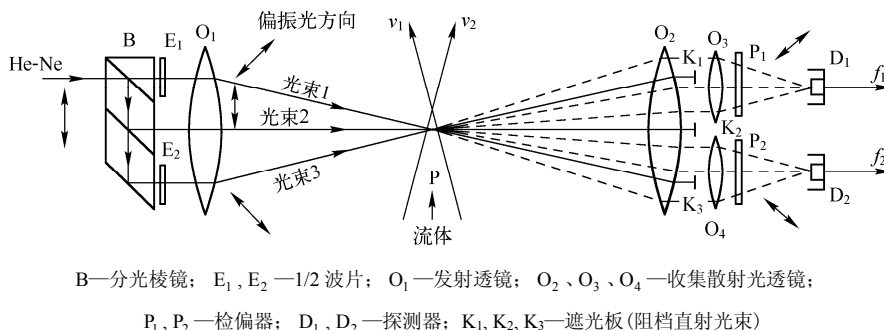


图 3-72 差动型二维测量系统

另一种差动型二维测量系统不是应用两正交偏振光以避免两个系统相互干扰, 而是利用两种不同的光波长; 也可以利用两种不同的光频移。图 3-73 所示为双色二维测量系统原理图。在流场的一个测点上用两种不同波长(蓝光 $\lambda_1 = 488\text{nm}$, 绿光 $\lambda_2 = 584.5\text{nm}$) 形成两组互相垂直的条纹(两束蓝光的光点与两束绿光的光点正交), 这两组条纹是将图 (b) 中排列成正交状的四束平行光会聚于一个测点上获得的。应用双色系统的商品测速仪很多, 图 3-74 示出了双色系统的最简单光路。由氩离子激光发出的绿、蓝两波长 (584.5nm 和 488nm), 经中性分光镜分成二路, 光束 1 仍为蓝绿混合光, 光束 2 经双色分光棱镜后, 蓝光被反射成光束 3, 绿光被透射成光束 4, 此三束平行光经投影物镜会聚于一点, 散射后由探测器 1 和 2 分别接收。在探测器前加窄带滤色片便可将蓝光与绿光所形成的多普勒信号完全分离。

应用光频移, 产生三束频率不同的光以获得两组或三组干涉条纹, 由于多普勒信号载在不同的频移上, 所以即使只有一个探测器也可以通过不同的选频电路将信号分别提取出来(见图 3-75)。

4. 激光多普勒技术的应用

由于激光多普勒技术在流速测量中具有高的空间和时间分辨率, 不接触测量物体, 不扰动测量对象, 可测量原有测速技术难以测量的对象而特别引人注目。尤其在研究边界层、湍流、

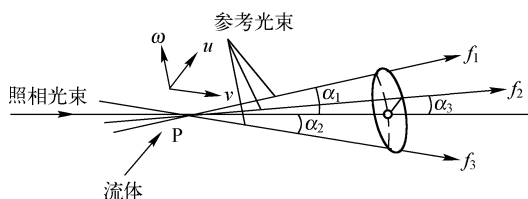


图 3-71 参考光束型三维测量

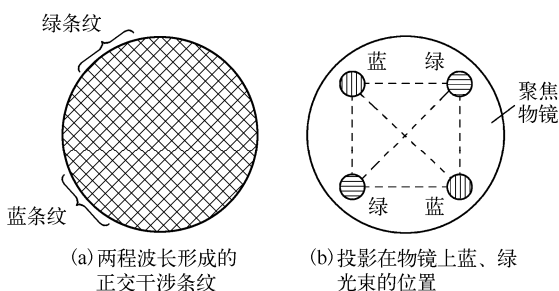
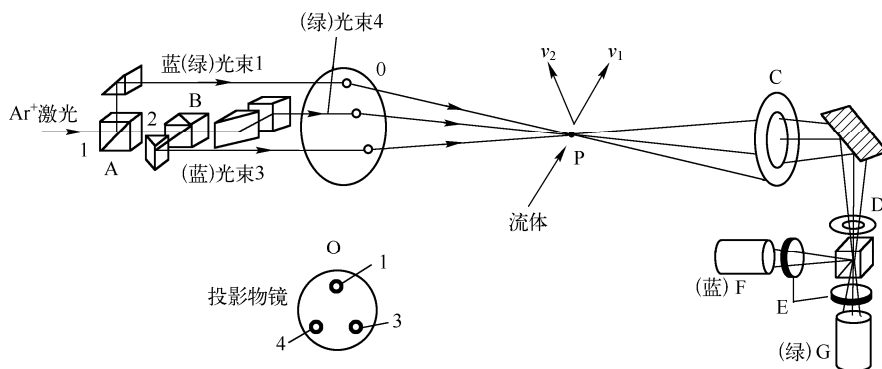


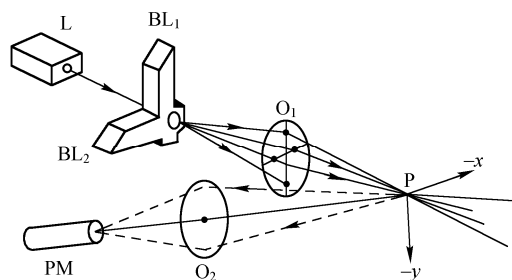
图 3-73 双色二维测量系统原理图

两相流等特殊场合,有着非常广泛的应用前景。



A—中性分光棱镜; B—双色分光棱镜; C—成像透镜; D—小孔光阑;
E—窄带滤色片; F—蓝光探测器; G—绿光探测器; O—发射透镜

图 3-74 双色差动型二维测量系统光路



L—激光器; BL_1, BL_2 —相互正交的两个频率不同的声光调制器;
 O_1 —会聚透镜; O_2 —接收透镜; PM—光电倍增管

图 3-75 三频差动型二维测量系统光路

归纳起来, 已知的应用主要包括以下几个方面:

管内水流层流, 层流过渡区速度分布的测量; 湍流的测量, 包括速度脉动、湍流强度、雷诺剪应力、非常接近的两点流体脉动相关等; 亚音速、超音速喷气流速度的测量; 漩涡的测量; 高分子化合物减阻的测量; 射流元件内部速度分布; 不可接近的小区域($30\mu\text{m}$)及边界层测试。

一些特殊的流动现象, 如非牛顿型流体(如血液流动)、二相流(气固、液固、气液)、非常缓慢移动现象的研究等。

大气远距离的测量, 用 5W CO_2 激光器, 其最大作用距离为 200m 到几公里。

燃烧气体火焰的流体力学研究, 如速度分布, 测定燃烧气体的平均速度, 和紊流速度及脉动火焰的瞬时速度等。

一些专用的激光测速仪已制造出来, 如用于水洞、风洞、海流测量、船舶研究及航空用激光多普勒测速仪。

还可以看到这样的趋势: 激光多普勒测速仪从原先主要在实验室用于科研发展到进入工厂直接用于生产, 如测铝板、钢板的轧制速度, 固体粉末输送速度、天然气输送速度, 以及控制棉纱、纸张、人造纤维等的生产速度, 以提高产品质量。从一维向多维发展, 从单一测速发展到同时测温、测距、测浓度的技术。从低速往高速(据报道已能测出 2000m/s 的高速)、从短距离往远距离发展, 以及同其他光学仪器(如干涉仪、显微镜等)相互结合以扩大应用范围。

(1) 激光测量二相流

随着原子反应堆、高温高压锅炉、各种流体机械设备、空气输送设备的发展, 有关气液、

气固等混合流动介质的流动特性成为越来越必不可少的参数，因而需要更高精度的测量方法。这不仅需要了解混合流动的宏观特性，而且要更正确地掌握它的微观构造。目前发展中的大部分测量方法均只能测量一个因子(空隙率或气相、液相流速等)，且探头会扰动流动。相比起来激光多普勒测速技术可望成为研究二相流的重要手段。图 3-76 所示为测量装置，仪器中应用了单光束型光路，利用转动双孔光阑的方向，可以测量不同方向的流速。该装置不仅可以测气泡速度，并根据气泡尺寸与气泡速度唯一相关原理，由斯托克斯定律得

$$r = \left(\frac{9\eta v}{2\rho g} \right)^{1/2} \quad (3.5-30)$$

式中， v 为气泡上浮速度； η 为流体粘度； r 为气泡半径； ρ 为流体密度； g 为重力加速度。
测出速度即可获得气泡大小分布。由图 3-77 可见，测得的气泡大小分布与对数正态分布相吻合。

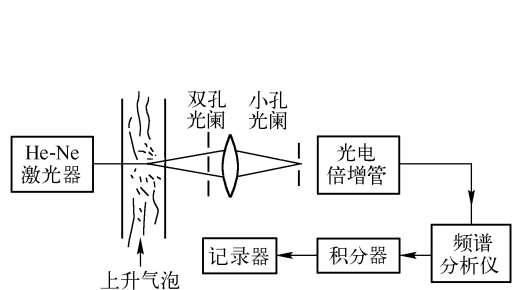


图 3-76 气液两相流测量装置

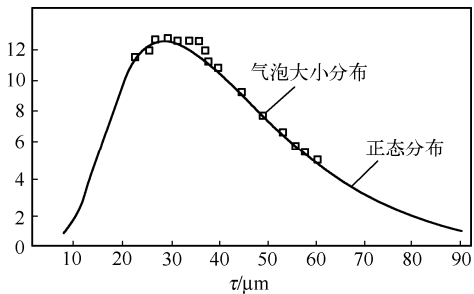


图 3-77 气泡大小分布与对数正态分布相吻合

(2) 丙烷气火焰流速的测量

利用 LDV 可测量丙烷气火焰的流速(见图 3-78)，图 3-79 为测量结果。图中 x 为燃烧器喷嘴到光束交叉点的距离； r 表示垂直于纸面方向上离开喷嘴中心的距离；当 $x=5\text{mm}$ ， $r=0$ 时测点位于燃烧中心，速度达到最大值。速度分布对称于 $r=0$ 点。在 $x=10\text{mm}$ 和 $x=20\text{mm}$ 处，由于 $\theta=5.3^\circ$ ，所以测点比较长，信号频率有所加宽。

激光多普勒测速技术还可用于测量表面粗糙度，其特点是快速无惰性，不接触被测表面，因此不会损伤被测表面，精度与可靠性较高，近年有较大进展，详见本章参考文献。此技术另一重大应用是在激光多普勒雷达中，因篇幅及内容的限制，本章不进行介绍。

总之，激光多普勒技术是一门迅速成熟的新技术，现已由实验研究进入实用化。其技术经济效益日渐明显，在各领域(国防、工业、能源、环保、医疗等)的应用正在不断扩大。积极推广这一新技术是完全必要的。

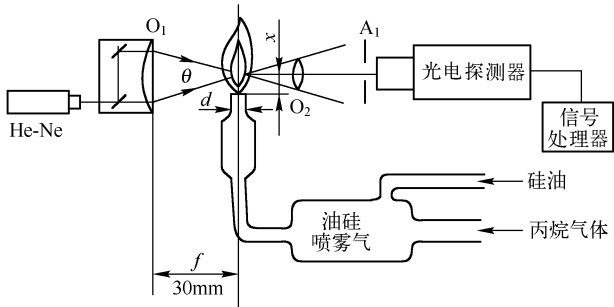


图 3-78 丙烷气火焰流速测定装置

(喷嘴直径 $d=8\text{mm}$ ；散射粒子尺寸 $0.3\mu\text{m}$)

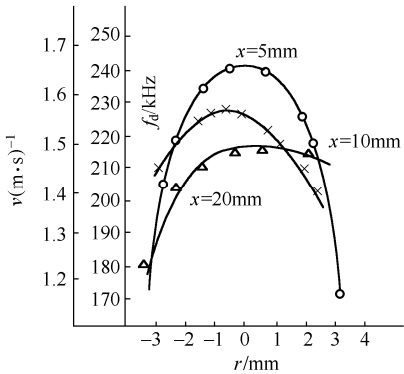


图 3-79 丙烷气火焰流速测定结果

练习与思考题

3-1 什么是光学调制？有哪些调制方法？它们的特点是什么？

3-2 什么是光的振幅调制？什么是光强随时间的调制？两者有何区别？

3-3 什么是光强的空间调制？光斩波技术是如何利用机械盘对光强进行调制的？试利用光斩波技术设计光学导引头。

3-4 光通信领域是如何利用 LD 光强调制技术进行数字通信的？试说明 LD 内调制的原理及其与 LED 内调制的区别。

3-5 如何利用布里渊散射技术实现温度或应变的测量？

3-6 如何利用声光效应实现光的频率调制？

3-7 如何利用光栅对光进行频率调制？

3-8 如何利用磁场对光进行频率调制？所产生的双频激光在光学测量领域具有哪些优势？

3-9 数字波面干涉技术是如何进行面型检测的？

3-10 阐述纵向电光调制和电光相位调制的原理，并分析它们的区别。

3-11 如何使用激光相位法进行距离的测量？

3-12 什么是偏振态调制技术？偏振态调制是如何进行磁场或电流测量的？

3-13 如何利用自然界中的偏振光进行导航？

3-14 什么是光学扫描测量技术？扫描技术是如何分类的？

3-15 扫描的方法有哪些？简述各种扫描方法的工作原理。它们的特点是什么？

3-16 举例说明激光扫描技术的原理。

3-17 试述用白光干涉扫描测量表面三维形貌的原理，给出测量系统，分析测量范围和精度。

3-18 试说明激光多普勒测量丙烷火焰流速的原理，导出火焰流速的测量公式。

3-19 现有一个测试任务，在测试时测试的场所具有较大的辐射，测试人员需要远离测试现场，测试场所具有大型的测试设备，开启设备时供电电源非常不稳定，所测试的信号是非常微弱的光信号，要求高速高可靠地测试该项目，试设计该测试系统。

本章参考文献

- 1 浦昭邦. 光电测试技术. 第2版. 北京: 机械工业出版社, 2011
- 2 冯其波. 光学测量技术与应用. 第1版. 北京: 清华大学出版社, 2008
- 3 高岳. 光电检测技术与系统. 第2版. 北京: 电子工业出版社, 2009
- 4 杨国光. 近代光学测试技术. 第1版. 杭州: 浙江大学出版社, 1997
- 5 李其德. 白光扫描干涉三维表面形貌测量技术的研究. 合肥工业大学硕士论文, 2008
- 6 王晓霞, 郭小芸. 干涉显微镜在超精密测量中的应用. 佳木斯大学学报(自然科学版), 1999, 17(4): 420-424
- 7 刘晨, 陈磊, 王军. 利用白光扫描干涉测量表面微观形貌. 光电工程. 2011, 38(1): 71-75.
- 8 B.S.Lee, T.C.Strand. Profilometry with a Coherence Scanning Microscope. Applied Optics. 1990, (29): 3784-3788
- 9 L.Danielson, C.Y.Boisrobort. Absolute Optical Ranging Using Low Coherence Interferometry. Applied Optics. 1991, (30): 2975-2979.
- 10 何毅. 分布式相位调制型光纤振动传感器信号处理技术研究. 华中科技大学硕士论文, 2006
- 11 姚弘轶. 面向仿生微纳导航系统的天空偏振光研究. 大连理工大学硕士学位论文, 2006
- 12 张浩. 磁致旋光-塞曼双频激光器的理论及实验研究. 西北工业大学硕士学位论文, 2007

- 13 韩青. 电子散斑载频调制与系统研究. 山东师范大学硕士学位论文, 2007
- 14 黄妍. 基于波长调制 SPR 折射率测量系统研究. 黑龙江大学博士学位论文, 2012
- 15 胡忞远. 表面等离子体波光调制器的理论与实验研究. 华中科技大学硕士学位论文, 2005
- 16 程效伟. 光纤布里渊温度和应变分布同时测量系统研究. 华北电力大学(保定)硕士学位论文, 2007
- 17 宿文玲. 波长与角度共同调制的 SPR 检测技术研究. 黑龙江大学硕士学位论文, 2010
- 18 裴雷. 半导体激光测距系统研究. 长春理工大学硕士学位论文, 2009

第4章 光纤传感技术

4.1 光纤原理与结构

4.1.1 光纤结构原理

光纤是一种高度透明的玻璃纤维，以纯石英为基材拉制而成。从横截面上看光纤由三部分组成，即折射率较高的纤芯，折射率较低的包层，以及表面涂敷层，见图 4-1。另外，其折射率分布在纵向上通常是相同的。光纤分为很多类型，不同类型的光纤的纤芯和包层的几何尺寸差别很大。用于高清晰度图像传输的光纤其纤芯较小，包层较薄；传输高功率能量的照明光纤则一般具有更粗的纤芯和细薄的包层；用于通信的光纤则是厚包层与小纤芯。通信光纤的标准包层直径是 $125\mu\text{m}$ ，涂覆层的直径为 $195\sim 250\mu\text{m}$ ，通信用单模光纤直径为 $8\sim 10\mu\text{m}$ 。根据纤芯折射率径向分布的不同，可分为两类光纤：

(1) 折射率在纤芯中保持恒定，在纤芯和包层的分界面上，折射率发生突变的光纤称为阶跃型光纤；

(2) 折射率在纤芯内按某种规律渐变的光纤称为渐变型光纤。不同折射率分布的光纤其传输特性完全不同。图 4-1 示出了这两种光纤横截面的折射率分布示意图。

光波从折射率较大的介质入射到折射率较小的介质时，在边界发生反射和折射，当入射角超过临界角时，将发生全反射，如图 4-2 所示。对于特定的光纤结构，只有满足一定条件的电磁波才可以在光纤中有效地传输，这些特定的电磁波称为光纤模式。光纤中可传导的模式数量取决于光纤的具体结构和折射率的径向分布。

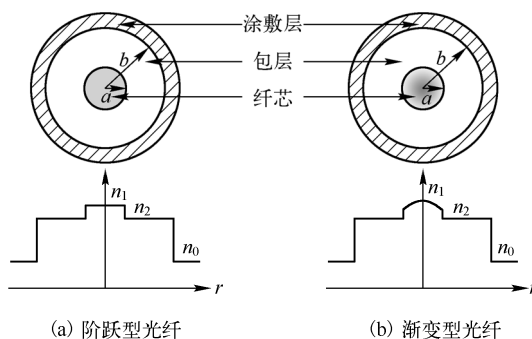


图 4-1 光纤的横截面与折射率分布

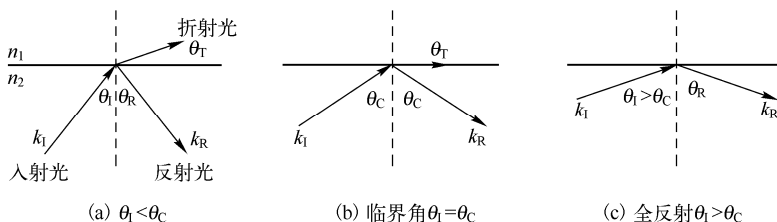


图 4-2 光入射进光纤的光路

为简单和直观起见，以阶跃型光纤为例，用几何光学方法分析光纤的传输原理和导光条件。如图 4-3 所示，子午光线(通过光纤中心轴的任何平面都称为子午面，子午面内的光线称为子午光线)在光纤端面以不同角度 α 从空气入射到纤芯($n_0 < n_1$)，只有一定角度范围内的光线在射入光纤时产生的折射光线才能在光纤中传输。假如在光纤端面的入射角是 α ，在波导内与垂直于光纤轴线的夹角是 $\theta = \theta_c$ (临界角)的光线将进入包层泄漏出去。若光能够在光纤中传

输, 则入射角 θ 必须要能够使进入光纤的光线在光纤内发生全反射而返回纤芯, 其传输路径呈折线型, 由图 4-3 可知, 当 $\theta = \theta_c$ 时, α 取最大值。在 n_0/n_1 界面, 根据斯涅耳定律, 得到

$$\frac{\sin \alpha_{\max}}{\sin(90^\circ - \theta_c)} = \frac{n_1}{n_0} \quad (4.1-1)$$

全反射时 $\sin \theta_c = n_2/n_1$, 将其代入式 (4.1-1), 得到

$$\sin \alpha_{\max} = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \quad (4.1-2)$$

定义数值孔径 (numerical aperture, NA) 为

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta n} \quad (4.1-3)$$

上式中, $\Delta n = (n_1 - n_2)/n_1$ 为纤芯与包层相对折射率差。因此, 用数值孔径表示的光线最大入射角为

$$\sin \alpha_{\max} = NA / n_0 \quad (4.1-4)$$

将 $2\alpha_{\max}$ 称为入射光线的孔径角, 它与光纤的数值孔径和发射介质的折射率 n_0 有关。当 $\theta = \theta_c$ 时, 光线在导波内以 θ_c 入射到纤芯与包层交界面, 并沿交界面向前传播。当 $\theta < \theta_c$ 时, 光线将折射进入包层并逐渐消失, 如图 4-3 所示。因此, 只有与此相对应的孔径角为 $2\alpha_{\max}$ 的圆锥内入射的光线才能在光纤中传播。

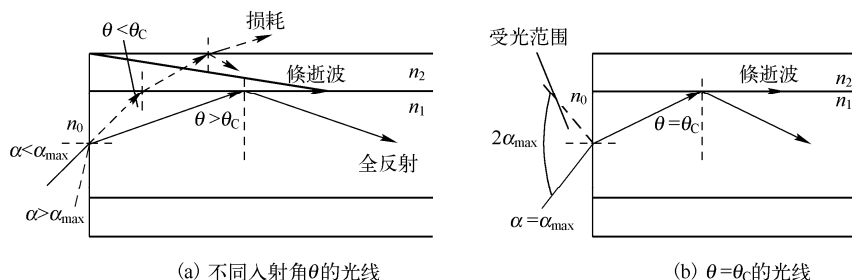


图 4-3 光纤传输条件

通常把只包含纤芯和包层的光纤称为裸光纤。将裸光纤涂覆和塑封后可得到成品光纤。虽然成品光纤的机械强度比裸光纤有很大的改善, 但不管涂覆、塑封如何完美, 它仍对多种多样的环境非常敏感, 因此这样的光纤不能直接用于通信等其他用途。必须通过适当的方法妥善地对光纤进行保护, 使之能方便安全地应用于施工、运行与维护, 这就是经常遇到的光纤光缆。

光纤成缆的原因之一是操作起来更加容易, 通信用光纤的直径仅为 $250 \sim 900 \mu\text{m}$, 不易操作, 不同种类的光纤也难以直接辨认。成缆则能够使多根光纤的操作变得容易, 每根光纤传输一个方向的信号。有的大容量通信系统甚至需要上百根光纤。光纤成缆就是将光纤置于一个易见、易操作的结构之中, 使光纤的连接更加容易。成缆的另一个原因是为了保护光纤, 使之免受在光纤铺设过程中外界对其产生的自然破坏作用, 保护光纤在其使用过程中受到尽可能小的拉力, 避免光纤与水汽直接接触, 有助于限制光纤产生半径过小的宏弯等, 从而保护光纤在铺设和使用过程中免受机械破坏。

4.1.2 光纤模式与传输

前面已经介绍了光纤的基本特性参数, 在介绍光纤的模式之前, 必须了解另外一些描述光纤特性所必需的参数。

1. 纵向传播常数

如图 4-4 所示, 光线在光纤中传输时并非沿着光纤的轴线传播, 而是在纤芯和包层的界面上不断反射, 设反射角为 θ , 则

$$\beta = k_0 n_1 \sin \theta \quad (4.1-5)$$

由图 4-4 可以看出, 传播常数是指具有特定反射角的光波在光纤中传输时沿光纤轴向的传播速度, 其值为实际传播速度在沿光纤径向上的投影

$$\beta = k_0 n_1 \sin \theta \quad (4.1-6)$$

(1) 归一化工作频率

光纤中的光场分布, 与折射率分布及工作波长和纤芯直径有关。为分析方便, 常采用归一化工作频率 V , 定义为

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} \text{NA} \quad (4.1-7)$$

上式中, a 为纤芯半径, n_1 和 n_2 分别为纤芯和包层的折射率。可见 V 值越高, 横向尺寸相对于波长而言就越大。

(2) 归一化横向相位参数与归一化横向衰减参数

以上定义的归一化工作频率并不能直接反映光波导中某一光场的横向分布特征。为此需要定义归一化横向相位参数

$$U = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a \quad (4.1-8)$$

其物理意义为: 如图 4-4 所示, 假设在一个阶跃折射率光波导的纤芯中有一个导波模, 其纵向传播常数为 β , 这时如果把导波模看成是平面电磁波的横向反射, 根据勾股定理, 其横向传播常数为 U/a 。

另一方面, 在包层区可以相应定义归一化横向衰减常数

$$W = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a \quad (4.1-9)$$

其物理意义为: 在光纤的包层中, 场横向不是一个波, 而是振幅按某种接近指数规律变化的衰减场, W 用于表征导波模场在包层中的衰减快慢 (W 越大则衰减越快)。由以上 V 、 U 、 W 的定义, 有

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (4.1-10)$$

从光纤的几何模型的角度而言: β 的最大值为 $k_0 n_1$ (由 β 的定义决定), 此时对应光线严格平行于光纤的轴向传输, 不与纤芯和包层的分界面碰撞发生全反射; 当 $k_0 n_2 < \beta < k_0 n_1$ 时, 光线在纤芯内的反射角足够小, 光波在纤芯内发生全反射, 此为光纤的工作状态; 当 $\beta = k_0 n_2$ 时, 光线在纤芯内的反射角为临界角, 此时光纤工作在临界状态; 当 $\beta < k_0 n_2$ 时, 光线在纤芯中的反射角过大, 光线不能在纤芯内持续传播, 折射到包层中并衰减。

(3) 有效折射率

对于每一个导波模, 可以由其传播常数 β 来定义一个有效折射率

$$n_{\text{eff}} = \beta / k_0 \quad (4.1-11)$$

其物理意义可以看作: 把在光纤中传播的光波等效为在无穷大介质中传播, 该无穷大介质应有的折射率为 n_{eff} , 根据 β 的定义可知, 当光纤处于正常工作状态时, n_{eff} 处于 n_2 和 n_1 之间。

(4) 截止波长

“截止波长”这个概念只对单模光纤有效。单模光纤说明光纤只支持一种模式, 而模式通

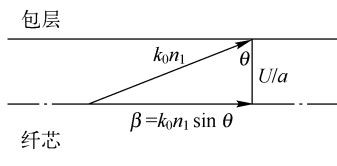


图 4-4 传播常数示意图

常可以理解为全反射角度，即只有沿同一个角度入射的光束才能在光纤中传播。这种光纤不仅用于光纤通信，也用于光纤传感中。光纤通信中使用多模光纤会受到模式较高的脉冲信号色散的影响，而单模光纤只能传输一个模式，是解决模式间色散问题的一个有效办法。在光纤传感中需由外界物理量调制光波，这里的调制不同于光纤通信中的脉冲调制，必须量化且达到一定的精度，同时要把物理量加到某单一模式的光波上，因此必须使用单模光纤。

理论研究和实验均表明，对于单模光纤需要使 $V \leq 2.4048$ ，光纤中才只有一种模存在；而当 $V > 2.4048$ 时，会出现多个模式。因此为了使光波在光纤中单模传输，需要尽可能减小 V 值：减小纤芯直径 a ，减小折射率差 Δ ，以及增大光波波长。当 $V = 2.4048$ 时，也就是在单模工作的临界状态时，存在一个截止波长 λ_c ：

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2.4048} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.1-12)$$

这里截止波长为仅用于单模光纤的一个新参数，这也就是一根光纤可以支持单模工作的最短波长。如果光纤工作于比 λ_c 更短的波长，就可能会有两个、三个甚至更多的模式在光纤中传播。换句话说，根据不同的工作波长，相同的光纤可以是单模或者多模的。因此在实际中所说的单模光纤是针对某个工作波长而言的，而非绝对的。

2. 柱坐标系亥姆霍兹方程和贝塞尔函数

实际使用的光纤(尤其是单模光纤)其纤芯材料的折射率比包层材料的折射率稍微大一点，即

$$\frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad (4.1-13)$$

称之为弱导光纤，光线在这种光纤中传播时的全反射临界角 $\theta_c \rightarrow 90^\circ$ ，此时的传播方向角 $\theta_i \rightarrow 0^\circ$ ，这样的导波可以看作为“准 TEM 模”，它在光纤中的纵向分量 E_z 和 H_z 比横向分量 E_x 、 E_y 和 H_x 、 H_y 小得多。只要先求出 E_z 和 H_z 就可以根据麦克斯韦方程组得到其他的横向分量。

光波的轴向场分量亥姆霍兹方程为

$$\begin{cases} \nabla^2 E_z + K_0^2 n^2 E_z = 0 \\ \nabla^2 H_z + K_0^2 n^2 H_z = 0 \end{cases} \quad (4.1-14)$$

对应的柱坐标系下的亥姆霍兹方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + K_0^2 n^2 E_z = 0 \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + K_0^2 n^2 H_z = 0 \end{cases} \quad (4.1-15)$$

在纤芯与包层中 n 是不同的，用 n_1 和 n_2 代替 n 就可以得到纤芯与包层中的对应方程。对 E_z 分解变量可得

$$E_z = R(r)\Phi(\varphi)Z(z) \quad (4.1-16)$$

代入式(4.1-15)后，其中关于 z 的方程具有传播因子的形式

$$Z(z) = e^{-i\beta z} \quad (4.1-17)$$

关于 φ 的方程的解具有沿圆周方向驻波状态的变化形式

$$\Phi(\varphi) = \begin{bmatrix} \sin(l\varphi) \\ \cos(l\varphi) \end{bmatrix} \quad (4.1-18)$$

其中 l 为解得的阶数。关于 r 的方程在纤芯和包层中分别为

$$\begin{cases} \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left[(k_0^2 n_1^2 - \beta^2) - \frac{m^2}{r^2} \right] R(r) = 0, & r \leq a \\ \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left[(k_0^2 n_2^2 - \beta^2) - \frac{m^2}{r^2} \right] R(r) = 0, & r \geq a \end{cases} \quad (4.1-19)$$

上式就是著名的贝塞尔函数，其解是圆柱形函数族，已经有很详尽的研究。方程中的参数 m ，即 φ 方向上电场变化的周期数，称为贝塞尔方程的阶。在纤芯区域电场幅值必然是有限的，而且随 r 做振荡变化，因此应选第一类贝塞尔函数 $J_l(r)$ 的形式。图 4-5 所示为前五阶第一类贝塞尔函数的曲线。

在包层区，当 r 趋于无穷时，电场应趋于零，所以选取第二类贝塞尔函数 $K_l(r)$ ，其曲线如图 4-6 所示，可以看出该函数在 r 较大时衰减较大，符合物理要求。 r 趋于 0 时函数虽趋于无穷大，但包层区是限制在 $r > a$ 范围内的，因此并不产生矛盾。

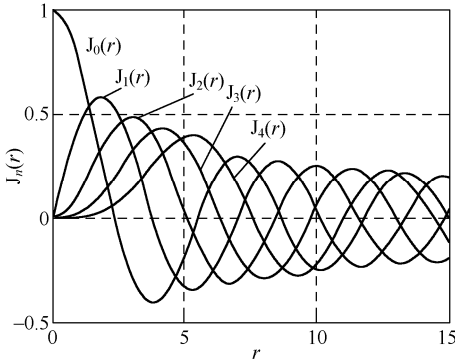


图 4-5 前五阶第一类贝塞尔函数曲线

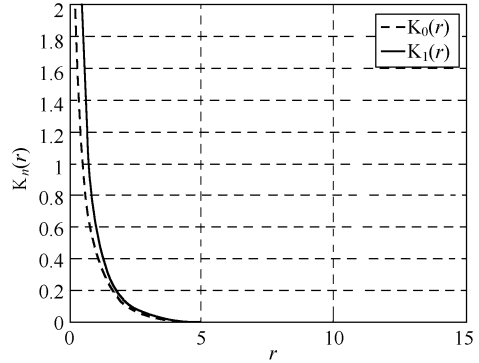


图 4-6 前两阶第二类贝塞尔函数曲线

3. 矢量解的特征方程

通过推导可以得到式 (4.1-19) 的两个特解为

$$R(r) = \begin{cases} A_1 J_l(k_0^2 n_1^2 - \beta^2), & r \leq a \\ A_2 K_l(\beta^2 - k_0^2 n_2^2), & r \geq a \end{cases} \quad (4.1-20)$$

采用 U 、 W 简化计算，并采用归一化半径坐标 $R_a = r/a$ ，上式可改写为

$$R(r) = \begin{cases} A_1 J_l(UR_a), & R_a \leq 1 \\ A_2 K_l(WR_a), & R_a \geq 1 \end{cases} \quad (4.1-21)$$

根据光纤的边界条件， $R_a = 1$ 处电场切向分量连续，最终可得电场矢量 z 分量的表达式为

$$E_z = A e^{-i\beta z} \sin(l\varphi) \begin{cases} J_l(UR_a)/J_l(U), & R_a \leq 1 \\ K_l(WR_a)/K_l(W), & R_a \geq 1 \end{cases} \quad (4.1-22)$$

式中， $A = A_1 J_l(U) = A_2 K_l(W)$ 。同样可以得到磁场矢量的 z 分量表达式为

$$H_z = B e^{-i\beta z} \cos(l\varphi) \begin{cases} J_l(UR_a)/J_l(U), & R_a \leq 1 \\ K_l(WR_a)/K_l(W), & R_a \geq 1 \end{cases} \quad (4.1-23)$$

求出 E_z 和 H_z 后即可得到电磁场在纤芯和包层中其他分量的表达式（方法及结果可参阅相关书籍）。

得到电磁场所有分量的表达式以后，根据电场和磁场在纤芯和包层分界面上切向分量连续这一边界条件，可运算得到

$$\left[\frac{1}{U} \frac{J'_l(U)}{J_l(U)} + \frac{1}{W} \frac{K'_l(W)}{K_l(W)} \right] \left[\frac{n_1^2}{U} \frac{J'_l(U)}{J_l(U)} + \frac{n_2^2}{W} \frac{K'_l(W)}{K_l(W)} \right] = l^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2 U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (4.1-24)$$

上式包含了 U 和 W 两个未知量, 但实际上当光纤参数 V 确定以后, U 和 W 中只有一个可以作为变量, 因此上式可以看作只包含一个未知量 U (或 W) 的方程, 这一方程就是光纤中导波的特征方程。一般来说此方程为超越方程, 需要使用数值方法求解。

对于常用的弱导光纤, 纤芯与包层折射率相差极小, 可近似认为 $n_1=n_2$, 则上式可简化为

$$\frac{1}{U} \frac{J'_l(U)}{J_l(U)} + \frac{1}{W} \frac{K'_l(W)}{K_l(W)} = \pm l \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (4.1-25)$$

此即弱导光纤的近似特征方程, 也是描述光纤中光场分布的常用数学表达式。上式具有两组解, 当方程右端取正号时得一组解, 取负号时得另一组解。

4. 导波模式的分类和特征方程

当 $l=0$ 时, 光纤中只存在 TE 模($E_z=0$)和 TM($H_z=0$)模。当 $l \neq 0$ 时, 光纤中出现的是 E_z 和 H_z 共存的 EH 模和 HE 模, 为了区分, 将特征方程右端取正号时对应的模式叫 EH 模, 取负号对应的模式叫 HE 模。TE、TM 模对应着几何光线中的子午线, 而混合模 EH、HE 则对应着斜光线。

(1) TE_{0m} 和 TM_{0m} 模

在特征方程 (4.1-25) 中令 $l=0$, 就可得到 TE 模和 TM 模的特征方程

$$\frac{1}{U} \frac{J'_0(U)}{J_0(U)} + \frac{1}{W} \frac{K'_0(W)}{K_0(W)} = 0 \quad (4.1-26)$$

利用贝塞尔函数的递推公式

$$J'_0(U) = -J_1(U) \quad (4.1-27)$$

$$K'_0(W) = -K_1(W) \quad (4.1-28)$$

可把上式变换为

$$\frac{J_1(U)}{U J_0(U)} + \frac{K_1(W)}{W K_0(W)} = 0 \quad (4.1-29)$$

这就是 TE 模和 TM 模共同的特征方程。

(2) EH 模和 HE 模

当 $l \neq 0$ 时, 不能出现 TE 模和 TM 模, 而只能是 E_z 和 H_z 共同存在, 其中 E_z 所占分量大时即为 EH 模 (将特征方程右端取正号), 反之为 HE 模 (将特征方程右端取负号)。利用贝塞尔函数递推公式

$$J'_l(U) = \frac{l}{U} J_l(U) - J_{l+1}(U) = -\frac{l}{U} J_l(U) + J_{l-1}(U) \quad (4.1-30)$$

$$K'_l(U) = \frac{l}{U} K_l(U) - K_{l+1}(U) = -\frac{l}{U} K_l(U) + K_{l-1}(U) \quad (4.1-31)$$

将上式代入特征方程 (4.1-29) 中, 得简化后的特征方程为

$$\text{EH 模} \quad \frac{J_{l+1}(U)}{U J_l(U)} + \frac{K_{l+1}(W)}{W K_l(W)} = 0 \quad (4.1-32)$$

$$\text{HE 模} \quad \frac{J_{l-1}(U)}{U J_l(U)} + \frac{K_{l-1}(W)}{W K_l(W)} = 0 \quad (4.1-33)$$

综上所述, 在光纤中可存在四种类型的模式, 分别为 TE 模、TM 模、EH 模和 HE 模。其中 TE 模、TM 模只在 $l=0$ 时存在, 而 EH 模、HE 模在 $l>0$ 时存在。各模式的特征方程可化为仅含一个未知量 U (或 W) 的方程。在给定工作波长情况下, 对应于一个 l , 贝塞尔函数会有一系列解, 求出的每一个 U 值的解就对应着一个模式。例如, 对于 EH 模, 对应的一个 l 阶贝塞

尔函数的第 m 个根所对应的 U 值解就代表了 EH_{lm} 模。因此，当光纤归一化频率 V 足够大时，光纤中可存在一系列的 TE 模、TM 模、EH 模、HE 模。

(3) 线性偏振模式

在弱导近似下，由 $\text{HE}_{l+1,m}$ 模和 $\text{EH}_{l-1,m}$ 模组合成的模式是一个线性偏振模式，其英文 (linear polarized mode) 被简写为 LP_{lm} 模。弱导近似下，纤芯中 LP 模的纵向分量比横向分量小得多，可以近似认为 $E_z=0$, $H_z=0$ 。这种模式近似于 TEM 模。

如前所述， LP_{lm} 模由弱导条件下的 $\text{HE}_{l+1,m}$ 模和 $\text{EH}_{l-1,m}$ 模组合而成，它们的传播常数 β 相同，特征方程等价。 $\text{HE}_{l+1,m}$ 模和 $\text{EH}_{l-1,m}$ 模的截止条件就是 LP_{lm} 模的截止条件。以 $\text{HE}_{l-1,m}$ 的特征方程为例，方程的等价形式为

$$\frac{UJ_l(U)}{J_{l-1}(U)} + \frac{WK_l(W)}{K_{l-1}(W)} = 0 \quad (4.1-34)$$

当 $x \rightarrow 0$ 时，根据贝塞尔函数的渐进关系式，有

$$J_l(x) \rightarrow \frac{1}{l!} \left(\frac{x}{2} \right)^l \quad (4.1-35)$$

$$K_0(x) \rightarrow -\left(\ln \frac{x}{2} + 0.5722 + \dots \right) \quad (4.1-36)$$

$$K_l(x) \rightarrow -\frac{(l-1)!}{2} \left(\frac{2}{x} \right)^l \quad (l=1, 2, 3, \dots) \quad (4.1-37)$$

当 $x \gg 1$ 时，根据贝塞尔函数的渐进关系式，有

$$J_l(x) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos \left(x - \frac{l\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.1-38)$$

$$K_l(x) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{x}} e^{-x} \quad (l=1, 2, 3, \dots) \quad (4.1-39)$$

根据以上两式，可以写出在 $W \rightarrow 0$, $l=0$, $l=1$ 及 $l \geq 2$ 这三种情况下 LP_{lm} 模的特征方程

$$\begin{aligned} \text{LP}_{0m} (l=0): \quad & \frac{UJ_1(U)}{J_0(U)} = \frac{WK_1(W)}{K_0(W)} \approx \left(\ln \frac{2}{1.781W} \right)^{-1} \rightarrow 0 \\ \text{LP}_{1m} (l=1): \quad & \frac{UJ_0(U)}{J_1(U)} = -\frac{WK_0(W)}{K_1(W)} \approx -W^2 \ln \frac{2}{1.781W} \rightarrow 0 \\ \text{LP}_{lm} (l \geq 2): \quad & \frac{UJ_{m-1}(U)}{J_l(U)} = -\frac{WK_{l-1}(W)}{K_l(W)} \approx -\frac{W^2}{2(l-1)} \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (4.1-40)$$

因此在模式截止时，上面三个方程的左边也都等于 0，利用这一判据得到这三种 LP 模式的截止条件如下

$$\begin{aligned} \text{LP}_{0m} (l=0): \quad & J_1(U = V_c) = 0 \\ \text{LP}_{1m} (l=1): \quad & J_0(U = V_c) = 0 \\ \text{LP}_{lm} (l \geq 2): \quad & J_{l-1}(U = V_c) = 0 \quad (\text{取 } U \text{ 的非零解}) \end{aligned} \quad (4.1-41)$$

经过前面的分析，得到了三种 LP 模式的截止条件，LP 模归一化截止频率就是满足这些截止条件的根，也就是不同阶数贝塞尔函数的根。例如， LP_{0m} 的归一化截止频率就是满足其截止条件 $J_1(U=V_c)=0$ (一阶贝塞尔函数) 的根，可以画出 $J_1(U)$ 的函数曲线如图 4-7 所示，以及方程各根所对应的 U 值 (见表 4-1)。

表 4-1 中，第一个根为 $U=0$ ，表示 LP_{01} 模不能被

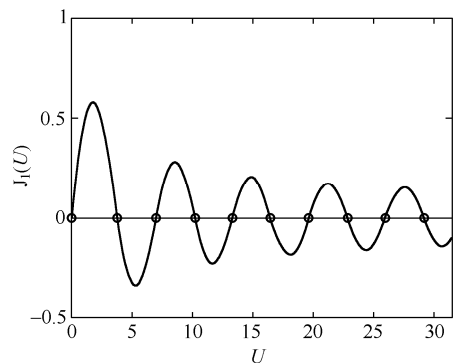


图 4-7 一阶贝塞尔函数

截止，也称 LP_{01} 模为基模；第二个根为 $U=3.8317$ ，表示当 $V<3.8317$ 时， LP_{02} 模被截止； V 越大，可以传输的模式就越多。

表 4-1 一阶贝塞尔函数的根

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	3.8317	7.1056	10.1735	13.3237	16.4706	19.6159	22.7601	25.9037	29.0468

4.1.3 光纤中的偏振

由经典电磁理论可知，光波是不断振荡的电磁场。由麦克斯韦方程组给出的光波动方程的“典型”解，实际上是无数种正弦解中的一个。当光波与其他物质作用时，起主要作用的是光波中的电场而非磁场，因此在写光波的表达式时只写出电场部分。麦克斯韦方程组的通解为

$$\vec{E}(r,t) = A(r)\exp(i\omega t) \quad (4.1-42)$$

电场矢量的方向代表了电磁场振动的方向即偏振态； ω 是光波的角频率。无数不同偏振态和不同角频率的光组成了实际中的光波。偏振态是光波的一个重要参量，可以将这一参量应用于传感，因此需要采用统一的数学表达式对光纤中的偏振态进行描述，偏振椭圆和琼斯矩阵是常用的数学描述。

如前所述，弱导条件近似下光纤中传输的模式是两个正交的线性偏振模。首先假设在光纤中不存在模式耦合，也就是说在单模光纤的两个垂直的偏振态中，一个本征偏振态比另一个偏振态的传播速度慢。为了集中讨论偏振的影响，假设本征模式的基准轴与笛卡儿坐标的 x 和 y 方向相一致。在这个坐标系中，两个模式的传播常数分别为 β_x 和 β_y ，光纤的传光方向为 z 方向。

下面考察偏振态的传播。假设光纤的扰动是由轴向不对称引起的，即扰动随着位置 z 的变化而变化。因此偏振态是双折射 $\Delta\beta$ 和位置 z 的函数。为了避免一般性，设光纤输入端处的光波是线性偏振的平面波。这个偏振波可以用电场矢量描述为

$$\vec{E}(t) = \begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_0 \cos \theta \\ A_0 \sin \theta \end{bmatrix} \exp(i\omega t) \quad (4.1-43)$$

式中， ω 为光的角频率， A_0 代表电场振幅(为常数)。在本节中讨论的光波是理想状况，激光器的相位和幅值噪声都忽略不计。在入射端面 $z=0$ 处，依照前面讨论，电场矢量 $\vec{E}(0,t)$ 为一线性偏振态，如图 4-8 所示。

当光波从输入端走过一段距离 z 后，由于两个正交偏振态的传播常数 β_x 和 β_y 并不相同，导致光波在传输过程中电场末端的轨迹曲线往往是一个椭圆，而并不是一条曲线，这时电场表达式为

$$\vec{E}(z,t) = \begin{bmatrix} E_x(z,t) \\ E_y(z,t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_0 \cos \theta \exp(-i\beta_x z) \\ A_0 \sin \theta \exp(-i\beta_y z) \end{bmatrix} \exp(i2\pi t) \quad (4.1-44)$$

求电场 $\vec{E}(z,t)$ 的实部得到向量 $\text{Re}[\vec{E}(z,t)]$ ，并画出矢量末端的轨迹曲线，即可得到 $z \neq 0$ 时的电场情况如图 4-9 所示。

图 4-9 是一般情况下偏振光波的轨迹曲线，称之为偏振椭圆。电场矢量沿偏振椭圆周期性地旋转，周期为 $2\pi/\omega$ 。此椭圆有两个特征参量： x 方向与椭圆半长轴之间的仰角 ϕ_α 以及椭圆度 ρ ， ρ 定义为椭圆半轴之比的反正切。为了计算 ϕ_α 和 ρ ，需要先写出坐标 z 处电场 $\vec{E}(z,t)$ 的两个正交分量 $E_x(z,t)$ 和 $E_y(z,t)$ 的相位差

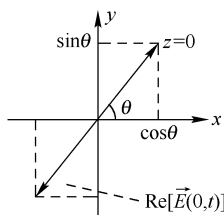


图 4-8 光纤输入端线偏光的电场矢量轨迹曲线

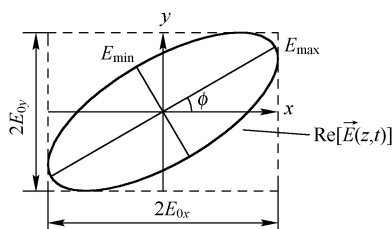


图 4-9 电场矢量轨迹曲线

$$\Delta\phi(z) = \Delta\beta \cdot z = |\beta_x - \beta_y|z \quad (4.1-45)$$

根据几何关系, 可由 $\vec{E}(z,t)$ 解出

$$\rho = \pm \arctan \frac{E_{\min}}{E_{\max}} = \pm \arctan \left[\frac{\sin 2\theta \sin \Delta\phi(z)}{1 + \cos 2\theta \sin \Delta\phi(z)} \right] \quad (4.1-46)$$

和

$$\phi_\alpha = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{\sin 2\theta \cos \Delta\phi(z)}{\cos 2\theta} \right] \quad (4.1-47)$$

电场矢量沿着偏振椭圆逆时针旋转, 椭圆度 ρ 取正号; 反之, ρ 则取负号。 $\rho=0$ 代表圆偏振光, $0 < \rho < 1$ 代表一般情况下的椭圆偏振光, $\rho=1$ 代表线偏振光。另外定义一个描述偏振椭圆的重要参量, 称为偏振度 P_α , 其物理意义是代表椭圆扁的程度

$$P_\alpha = \sqrt{1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \Delta\phi(z)} \quad (4.1-48)$$

偏振度的取值范围为 $0 \sim 1$ 。实际上偏振度是在传感中可以测量的宏观参量, 定义为偏振光携带的光能量与总光能量之比, 它反映了传感光波的偏振程度, 是估计偏振效果的重要指标。

由光波电场矢量 $\vec{E}(z,t)$ 的表达式可以看出, 椭圆的特征量 ρ 、 ϕ_α 和 P_α 随位置 z 做周期性变化, 其周期大小为

$$L_b = 2\pi / \Delta\beta \quad (4.1-49)$$

L_b 描述的是光纤中光波的电场矢量变化的空间周期, 称为光纤拍长。明显地, 每经过距离 L_b 后, 可以观察到与光纤输入端相同的偏振态。当然前提是在考察的光纤长度范围内没有额外的光纤变形。

表 4-2 归纳了几种偏振类型及其三个特征量的值。通常用同一个列向量描述具有完全相同的 ρ 、 ϕ_α 、 P_α 的光波, 称为琼斯 (Jones) 矩阵。利用矩阵运算可以方便地将几个具有相同频率、相同相位系数、不同偏振态的光波叠加起来, 从而方便地表示偏振态的传输状况。

在光纤传感器所应用的光学原理中, 其中一大类是利用外界物理量调制光纤中光波的偏振态, 通过检测光的偏振态的变化来检测各种物理量, 即通常所说的偏振型传感。无论是物质材料的本性还是所受到的外界因素的影响。外界物理量对偏振态的调制都是基于物质的旋光和双折射, 利用偏振态检测原理的主要应用有: 利用磁光效应的光纤电流传感器, 利用溶液自身旋光

表 4-2 典型偏振态与基本量 ρ 、 ϕ_α 、 P_α 的关系

偏振椭圆	单位琼斯向量	ρ	ϕ_α	P_α
	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}$	-45°	—	0
	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}$	45°	—	0
	$\begin{bmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{2} e^{i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}$	30°	0°	0.5
	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix}$	22.5°	45°	$\frac{1}{\sqrt{2}}$
	$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}$	-30°	90°	0.5
	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	0°	0°	1
	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix}$	0°	-45°	1

性质的糖度计以及利用晶体材料弹光效应的压力传感器等。如果在传感过程中光波的偏振态不能保持,则相位或频率调制型光纤传感器都无法进行测量。原因在于,相位调制和频率调制都需要通过干涉来检测光强,不断变化的偏振态将导致具有恒定相位差、恒定强度的两列光波的干涉光强无法稳定。由此可见在多数传感情况下偏振态的保持都是非常重要的。

4.2 光纤传感的概念与类别

4.2.1 光纤传感的定义及特点

光纤传感技术是 20 世纪 70 年代伴随光纤通信技术的发展而迅速发展起来的,它是以光波为载体,光纤为介质,感知和传输外界被测物理量信号的新型传感技术。

光纤传感,包含对外界信号(被测物理量)的感知和传输两种功能。所谓感知,是指外界信号按其变化规律使光纤中传输的光波的物理特征参量,如光强(光功率)、波长、频率、相位和偏振态等发生变化。光参量的变化即“感知”外界信号的变化,这种“感知”实质上是外界信号对光纤中传播的光波进行实时调制。所谓传输,是指光纤把受到外界信号调制的光传输到光探测器进行检测。检测系统将外界信号从光波中提取出来并按需要进行数据处理,也就是解调。因此,光纤传感技术包括调制与解调两方面的技术,即外界信号如何调制光纤中的光波参量的调制技术,以及如何从被调制的光波中提取外界信号(被测量)的解调技术(或检测技术)。

作为被测量信号的载体和光波传输的介质,光纤具有一系列独特的、其他载体和介质难以相比的优点。首先,光纤是一种优良的低损耗传输线,并且在一定条件下,光纤特别容易接受被测量物理场的加载,是一种优良的敏感元件;第二,光纤本身不带电,体积小,质量轻,易弯曲,而传感器的较复杂部分主要集中在信号解调系统上,便于实现远距离遥控监测;第三,由于光纤传输的是电磁波,因而抗电磁干扰和抗辐射性能好,特别适合在易燃、易爆、空间受严格限制及强电磁干扰等恶劣环境下使用。

作为传感器大家族中的一员,光纤传感器有许多其他传感器难以企及的性能。首先,光纤易于和各种类型的传感头相兼容,可以测量多种物理量,如声场、电场、压力、振动、温度、加速度等;第二,光纤传感具有非常大的频宽、动态范围以及极高的灵敏度,这尤其体现在利用光干涉原理工作的光纤传感器中,如光纤陀螺;第三,由光纤出射的光容易与光电探测器连接,并转化为电信号,与计算机相匹配,实现数字化控制;第四,光纤传感可以实现某一物理量沿光纤线路的多点测量,即分布式传感。

4.2.2 光纤传感系统的组成

一个完整的光纤传感系统主要包括光源、光纤、传感头、光探测器和信号处理电路五个部分。如图 4-10 所示,光源发射光波,相当于提供载波;光纤是传输介质,负责信号的传输;传感头的作用是感知外界信息,相当于调制器,把信号加到载波上;光探测器负责信号转换,将光纤送来的被调制的光信号转换成电信号;信号处理电路的作用是还原外界信息,相当于解调器。如何进行调制与解调是研究光纤传感器的主要工作,但在设计系统时也必须了解光源和探测器的有关特性以便选择。由于光纤传感器种类繁多,档次也不同,所用到的光源、光探测器的种类也较多。下面简单介绍光纤传感系统所用到的光源和光探测器的基本特性。

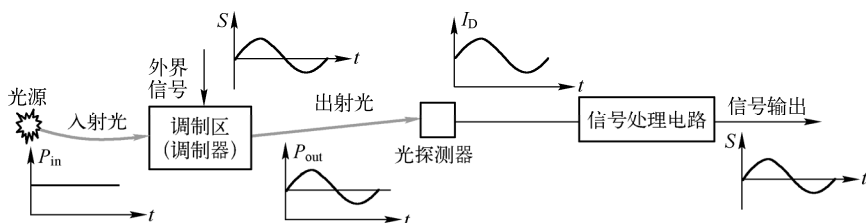


图 4-10 光纤传感系统结构与信号框图

1. 光源

常用的光纤传感器的光源按光谱通常分为两种：宽谱光和单色光。

宽谱光源包括：

(1) 白炽灯。白炽灯包括钨丝灯和卤素灯，它属于黑体辐射光源，因此能量分布为 $0 \sim +\infty$ ，但其有效辐射光谱仅限于能够通过玻璃泡的部分，约为 $0.4 \sim 3.0\mu\text{m}$ 范围内；例如对于功率为 25W 的真空钨丝灯，灯丝温度接近 2500K，辐射峰值波长在 $1.05\mu\text{m}$ 左右。

(2) 半导体发光二极管(Light emitting diode, LED)。LED 属于半导体光源，其最大的优点是驱动简单，发光效率高，能够通过控制注入电流直接调制，调制频率高，可达到 200MHz；半导体光源的工作波段分别为 $0.85\mu\text{m}$ (短波段)、 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ (长波段)这三段，在光纤传感系统中半导体光源应用最为广泛。

(3) 超发光二极管(Superluminescent diode, SLD)。SLD 也是一种半导体光源，工作物质的自发辐射光谱内得到受激辐射，从而发出宽谱光。SLD 的结构与 LED 类似，它是增强版的 LED，同时具备 LED 的宽谱特性和 LD 的高亮度，但价格比二者都高。

单色光源包括各种激光器，常用的有激光二极管(Laser Diode, LD)、光纤激光器等。在传感系统中最常用的激光光源是 LD，LD 和 LED 一样具有能够直接调制、体积小、调制频率高的优点，但 LD 的寿命远长于 LED。另外新兴的光纤激光器也被用于光纤传感中，并且具有其他类型的激光器所不具备的几个优点：光路易调整；掺杂区即激光放大区可以做得很长，可得到非常高的功率；在激光放大和传输过程中充分避免了如温度变化、震动等外界因素干扰；可以将很长的光纤缠绕起来，结构紧凑，体积小。当然在选择光源时可以根据实际需要来选择合适的光源。

2. 光纤

(1) 光纤的制作

光纤是利用高纯度的玻璃材料制造而成的。根据采用的玻璃所含化学元素成分的不同，可以分为石英玻璃(SiO_2)为主体的石英系光纤和普通的多组分玻璃光纤。制造光纤时，要先制作出预制棒，然后把预制棒放入高温拉丝炉中加热软化，以一定的比例尺寸缩小后，拉制成直径很小且又长又细的玻璃丝，拉制的过程中同时在玻璃丝的周围加上起保护作用的涂覆层，这种玻璃丝中的纤芯和包层的厚度比例，以及折射率的分布，都与原始的光纤预制棒一样，就是我们所需要的光纤。

根据光纤预制棒的制造工艺，可以获得不同性能的光纤。现在光纤预制的制造方法主要有：管内 CVD(化学气相沉积)法、棒内 CVD 法、PCVD(等离子体化学气相沉积)法、VAD(轴向气相沉积)法、微波腔体等离子法、多元素组分玻璃法等。

(2) 光纤传输的优点

1960 年，美国科学家梅曼发明了世界上第一台激光器，为光通信提供了良好的光源。随

后 20 多年, 人们对光传输介质进行攻关, 终于制成了低损耗光纤, 从而奠定了光通信的基石。光纤传输的优点如下:

① 频带宽。频带的宽窄代表传输容量的大小。载波的频率越高, 可以传输信号的频带宽度就越大。在 VHF 波段, 载波频率为 $48.5\sim 300\text{MHz}$, 带宽约 250MHz 。可见光的频率达 100000GHz , 比 VHF 频段高出一百多万倍。

② 损耗低。在同轴电缆组成的系统中, 最好的电缆在传输 800MHz 信号时, 损耗都在 40dB/km 以上。相比之下, 光纤的损耗要小得多, 传输 $1.31\mu\text{m}$ 的光, 每千米的损耗在 0.35dB 以下; 若传输 $1.55\mu\text{m}$ 的光, 每千米损耗则更小, 可达 0.2dB 以下。除了传输损耗极低, 光纤的损耗几乎不随温度而变, 因此不用考虑环境温度变化造成的电平波动。

③ 重量轻。光纤非常细, 单模光纤的芯径一般为 $4\sim 10\mu\text{m}$, 外径只有 $125\mu\text{m}$, 加上防水层、加强筋、护套等, 用 $4\sim 48$ 根光纤组成的光缆直径还不到 13mm , 比标准同轴电缆的直径 47mm 要小得多; 同时其重量也比同轴电缆轻, 安装方便。

④ 抗干扰能力强。因为光纤的基本成分是石英, 只传光不导电, 不受电磁场的作用, 在其中传输的光信号不受电磁场的影响, 故光纤传输对电磁干扰、工业干扰有很强的抵御能力。正因为如此, 在光纤中传输的信号不易被窃听。

光纤通信是光纤等光学器件发展的主要推动力量, 而光纤传感器是传感器的一个分支, 是利用光纤等新型光学器件进行传感的一门学科。光纤传感包含了“传”和“感”两个层面, “传”指的是被外界物理量调制的光学信号的传输, 传输媒介就是光纤; “感”指的是系统对外界物理量的感知。其总体过程是: 外界物理量(速度, 温度, 压力, 应力, 辐射等)通过某种物理效应施加在敏感器件上(俗称传感头), 敏感器件把外界物理量的变化转化为光波参数的变化(如电光晶体), 探测器以及后续的信号处理系统通过检测光波参数的变化解调出外界物理量。

在光纤传感中光纤发挥了光波信号传输的极大优势。在某些特殊情况下, 利用光纤自身特殊性质或经特殊处理的光纤, 来充当敏感器件, 例如利用 Sagnac 原理工作的光纤陀螺, 以及应用于大型建筑物质量检测的分布式传感, 此时光纤集“传”和“感”为一体, 实现传感器的高度集成化。

3. 调制器

在光纤通信中, 在光发送模块上把脉冲调制信号加到激光上去, 这里的光脉冲就代表着 0-1 编码, 光接收机接收到脉冲激光并进行解调。这里所说的调制就代表了把脉冲信号加到激光上的过程。它与光纤通信中调制概念有所不同: 在光纤传感中, 通常所说的调制包括两个层面, 以光纤陀螺为例: 第一个层面是指把被测物理量加载到传感器的敏感装置上, 在图 4-10 的调制区中完成, 在陀螺上表现为光纤环相对惯性空间的转动引起光纤环中所传播顺时针和逆时针两束光波之间相位差的变化, 这一调制所涉及的原理即 Sagnac 效应; 第二个层面是指, 通过某种手段引入一个信号附加的变化, 使光纤传感器工作在最佳状态点上, 这包括灵敏度最高, 线性度最好, 以及稳定性最佳。通常用某个器件来实现人为调制光信号的功能, 称为调制器。它们可以实现对光的强度、频率、波长、相位、偏振态等参数的附加调制。有关调制技术的内容详见 3.1 节和 3.2 节。

4. 探测器与检测技术

光探测器是将光信号转换成电信号的器件, 它实现光电信息转换是基于物质在光作用下释放出电子这一物理现象(即光电效应)。在传感系统中, 需要关心的光探测器的特性主要包括光谱响应特性、光电灵敏度和暗电流。

检测技术也就是解调, 它是研究从被调制的光信号中如何还原出调制信号, 还原得到的

信号必须与被测信号成比例。尽管光的强度、频率、波长、相位、偏振态等都可能随被测量的变化而变化，但光探测器只能响应光的强度变化，而不能响应其他的光波参数，所以，任何一种调制光信号的检测都必须先转化为强度才能响应。把其他四种光的特征参数线性地转化为光的强度就是光纤传感系统检测的首要任务。光纤传感检测系统包括光电探测和信号处理两部分，光电探测部分由光电探测器和相应系统组成，信号处理部分将光探测器输出的电信号还原为被测信号。有关光电探测器种类和检测技术的详细介绍见附录 A 的光信号探测技术。

5. 信号处理

在电子电路和计算机科学没有出现之前，传统的传感器原理简单，无需信号处理，但其可达到的精度有限，更谈不上智能化。一个简单的例子即水银温度计，在温度计的外壳上标有刻度，人们只需读数即可，眼睛是实现信号处理的工具。

现代传感器的信号则复杂得多。光纤传感器中信号处理是结合光学、电子电路、计算机技术的跨学科课题。不同场合下的传感需求，都必须根据应用的具体场合和信号特点来设计专门的信号处理电路及算法。数字信号处理并没有一个通用的方法，但其基本步骤相同。如图 4-11 所示，信号处理的总体步骤为：将探测器探测到的光波转化为模拟电信号，并经模数转换电路转化为数字信号，再由计算机通过软件处理得到可视化的结果。

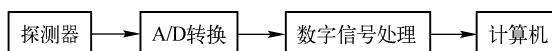


图 4-11 信号处理流程

信号处理中最重要的部分是数字信号处理电路与算法的设计，光纤传感器产品的最终的精度部分地取决于所采用的电路和算法。计算机对得到的数据通过软件处理实时地显示出来，显示出当前被测物理量的值。同样，探测器的灵敏度以及 A/D 转换的精度也同样重要，影响着光纤传感器的整体性能。由于探测器输出的电信号往往非常微弱，被测信号被大量的噪声和干扰所淹没，信号处理电路需根据噪声和干扰所产生的原因和规律以及信号的特征和相干性进行设计，以便检测出被背景噪声覆盖的被测信号。

4.2.3 光纤传感系统的分类

光纤传感系统通常有三种分类方法：

(1) 按传感原理分类

外界信号对传感光纤中光波参量进行调制的部位称为调制区。根据调制区与光纤的关系，可将调制分为两大类：一类为功能型调制，调制区位于光纤内，外界信号通过直接改变光纤的某些传输特征参量对光波实施调制。这类光纤传感系统称为功能型光纤传感系统，光纤同时具有“传”和“感”两种功能。光纤不仅传输光波而且感知被测参数的变化。因此，在功能型光纤传感器中，光纤本身就是敏感头。

另一类为非功能型调制，调制区在光纤之外，外界信号通过外加调制装置对进入光纤中的光波实施调制，这类光纤传感器称为非功能型光纤传感系统，发射光纤与接收光纤仅起传输光波的作用，称为传光光纤。故非功能型光纤传感系统也称传光型光纤传感系统。在非功能型光纤传感系统中，光纤只作为传光介质。对外界信息的感知是通过其他元件来完成的，也就是说敏感头不再是光纤。由于光纤只起导光作用，用普通的通信光纤有时甚至多模光纤就能满足要求，还能利用已经成熟的优质的敏感元件。

(2) 按光纤中光波调制的原理分类

按光波被调制的方式不同, 光纤传感系统又可以分为强度调制光纤传感系统、频率调制光纤传感系统、波长(颜色)调制光纤传感系统、相位调制光纤传感系统和偏振调制光纤传感系统。

在光纤中传输的光波可用如下形式的方程描述

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.2-1)$$

上式中包含 5 个参数, 即强度 $I = E_0^2$ 、频率 ω 、波长 $\lambda_0 = 2\pi c / \omega$ 、相位 $(\omega t + \varphi)$ 和偏振态。外界信息在敏感头内与光发生相互作用, 如果作用的结果改变了光的强度, 就叫强度调制光纤传感器; 如果是改变了光的频率就叫频率调制光纤传感器; 依次类推, 就得到五种调制类型的光纤传感器。由于现有的任何一种光探测器都只能响应光的强度, 而不能直接响应光波的频率、波长、相位和偏振态, 因此调制信号必须要通过某种技术转换成强度信号, 才能被光探测器接收并实现检测。

(3) 按测量对象来分

按测量物理量的不同, 光纤传感器可以分为光纤温度传感器、光纤浓度传感器、光纤压力传感器、光纤电流传感器、光纤流速传感器等。测量每一种物理量的光纤传感器都有很多不同的种类, 应用于各种具体场合。

在此必须指出, 本章所涉及的光纤中光波被“调制”的内容, 与第 3 章中的“光调制”内容既有一定的相关性, 又不完全相同。相同之处在于这两章所讲的调制都是使得光的强度、振幅、相位、频率、偏振态等参量随外界信号发生相应的变化。而不同之处在于本章所讲的调制指的是外界信号通过改变光纤中所传输光波的特征参量达到测量的目的, 光的传输介质是光纤, 而第 3 章偏重于传统的光学, 没有限定传输介质的类型。本章的调制也可以称为“改变”。

4.2.4 调制原理分类

1. 强度调制型光纤传感技术

利用外界因素改变光纤中光的强度, 通过测量光纤中光强的变化来测量外界被测参数的原理称为强度调制, 其原理如图 4-12 所示。恒定光源发出的功率大小为 P_{in} 的光注入传感头, 在传感头内, 在被测信号的作用下光强发生变化, 即光强受到了外场的调制, 使得输出光强 P_{out} 的包络线与信号的波形一样, 光电探测器测得的输出电流 I_D 也同样被调制, 如图 4-12 所示。信号处理电路再检测出调制信号, 就得到了被测信号。强度调制的最大特点是其稳定性和可靠性, 并且调制方式很多, 主要有如下几种调制形式: 透射率改变引起的强度调制、光纤中光模式改变引起的强度调制和折射率改变引起的强度调制。有关强度调制型光纤传感器的详细内容见 4.3 节。

2. 频率调制型光纤传感技术

光纤传感器中的频率调制就是利用外界因素改变光纤中光波的频率, 通过测量频率的变化来感知外界被测参数, 其基本原理是多普勒效应。所谓多普勒效应, 简单地讲即是: 光的频率与光接收器和光源之间的运动状态有关, 当它们之间相对静止时, 接收到的光频率为光的振荡频率, 当它们之间有相对运动时, 接收到的光频率与其振荡频率相比发生了频移, 频移的大小与相对运动速度的大小和方向有关, 通过测量这个频移就能测量得到物体的运动速度。光纤传

传感器测量物体的运动速度，是基于光纤中的光入射到运动物体上，由运动物体反射或散射的光发生频移与运动物体的速度有关这一基本原理制成的。

由 3.5 节可知，多普勒效应引起的频移量可表示为

$$f_d = \frac{2v \cos \theta}{\lambda} \quad (4.2-2)$$

式中，光源发出的波长为 λ 的光，其频率为 f_0 ， v 为动坐标系相对于静坐标系的运动速度， θ 为由运动物体指向光源的位移矢量与物体运动的速度矢量之间的夹角。光纤频率调制系统就是基于上述原理而制成的光纤传感头(多普勒探头)，原理如图 4-13 所示。信号解调则可以用频率漂移检测系统得到频率漂移量，从而得到物体和探测器之间的相对运动。有关多普勒效应及其测试技术详见 3.5 节。

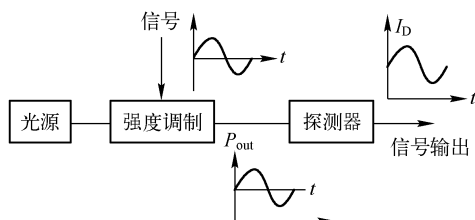


图 4-12 强度调制型光纤传感器的原理

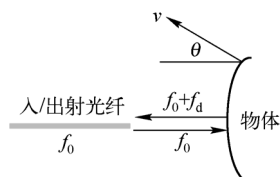


图 4-13 光纤多普勒探头

3. 波长调制型光纤传感技术

如果把光功率 P 作为波长 λ 的函数(即光谱)，光纤传感器的波长调制定义为利用外界因素改变光纤中光波的光谱 $P(\lambda)$ ，换句话说即外界物理量改变光纤出射光谱分布，探测器接收到光谱的变化并解调出外界物理量。其原理图如图 4-14 所示，光源发出的光能量分布为 $P_i(\lambda)$ ，入射光线耦合到传感头中，在传感头内，被测信号 $S_0(t)$ 与光相互作用，使光谱分布发生变化，输出光谱能量分布为 $P_o(\lambda)$ ，由光谱分析仪检测出 $P_o(\lambda)$ 即可得到 $S_0(t)$ 。在波长调制光纤传感器中，有时并不需要光源。主要的波长调制原理有两种，即黑体辐射效应和荧光效应。有关波长调制型光纤传感器的详细内容见 4.4 节。

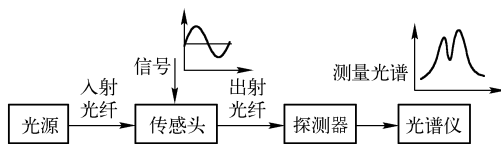


图 4-14 波长调制型光纤传感器原理图

4. 相位调制型光纤传感技术

任何探测器都不能直接探测光相位的变化，所以必须采用干涉技术把相位变化转化为光强变化。在干涉仪中，较小的相位变化即可引起较大光强变化，而且这一比例系数可以通过特殊设计的干涉方式放大很多倍。因此相位调制具有相对较高的检测灵敏度。

光纤传感中的相位调制即利用外界物理量改变光纤中光波相位，通过检测相位的变化来测量外界物理量。由物理光学可知，波导中光的相位为 $\varphi = k_0 n L$ ，其中 k_0 为光在真空中的波数， n 为波导的有效折射率， L 为波导的长度。很多外界物理量可以直接或间接地改变上述波导的三个参数，使波导产生相位变化，实现对光波的相位调制。例如应力应变和温变引起光纤中传播光波的相位变化，应力引起光纤布拉格光栅的中心反射波长漂移，温度变化导致 F-P 腔长度变化调制多光束干涉光波相位等(在 4.9 节中有具体介绍)。

当外界物理量使光相位产生变化后，需要采用某种方法把相位漂移检测出来。这需要干涉的方法把相位信息变成光强信息，从而可以用探测器检测。光纤传感中的光干涉是在光纤干涉仪中实现的。光纤干涉仪的基本原理与传统干涉仪相同，但具有其独特的形式，因此相比之

下拥有很多传统干涉仪不具备的优点，如容易准直、光路封闭不受外界干扰、可以增加光纤长度来增加光程以提高干涉仪灵敏度等。光纤干涉仪具有与传统块状光学元件构成的干涉仪截然不同的形式，每一种大类干涉仪发生干涉的方式也各有特点，这将在 4.9 节中详细介绍。

5. 偏振态调制型光纤传感技术

光纤中偏振态调制的原理是，利用外界物理量改变光纤中光的偏振态，通过检测光的偏振态的变化来检测一些物理量。在光纤传感中，偏振态调制主要基于人为的旋光和双折射，通过溶液浓度、磁场、外界压力等物理量的大小来改变偏振态的变化值。然而偏振态的变化无法直接测量出来，必须采取一定的手段把偏振态的变化转化为光强变化，如检偏器，通过检偏器后的光波，由光电探测器转化为电信号后送给后续处理电路。有关偏振态调制型光纤传感器见 4.6 节。

4.3 强度调制型光纤传感技术

4.3.1 介质的吸收特性

1. 普通介质的吸收特性

任何介质，对各种波长的电磁波能量都会或多或少地吸收，这是物质普遍的性质。完全吸收和完全透明的物质是不存在的。光通过介质时，随穿透介质的深度加大光强减弱的现象，称为介质对光的吸收。通常所说的“透明”是就物质对某些波长范围来说，仅有较少的吸收量。

强度为 I_0 的平行光束沿某一方向透过均匀介质。平行光束在均匀介质中通过距离 x 后，强度减弱为 I ；再继续通过厚度 dx 时，强度由 I 变为 $I-dI$ 。 dI/I 应该与吸收层的厚度 dx 成正比，即

$$dI/I = -\alpha_a dx \quad (4.3-1)$$

式中， α_a 是一个与光强无关的比例系数，称为物质的吸收系数，负号表示当 x 增加时光强减弱。对上式积分可得

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha_a l) \quad (4.3-2)$$

式中， I_0 和 I 分别代表在 $x=0$ 和 $x=l$ 处的光强。式 (4.3-2) 称为朗伯 (Lambert) 定律，它表明当光穿过透明介质时，光强随着穿透深度的增大呈指数衰减。

当光通过透明溶液时，吸收系数与溶液浓度 C_d 成正比，即 $\alpha_a = A_\beta C_d$ ， A_β 是一个只与吸收物质的分子特性有关，而与浓度无关的常数，这时朗伯定律可写为

$$I = I_0 \cdot \exp(-A_\beta C_d l) \quad (4.3-3)$$

上式称为朗伯-比尔定律。当溶液浓度不大时，上式与实际测量值吻合较好。这一原理在实际的传感中可以用来测量溶液浓度。

2. 半导体的吸收特性

通常情况下，半导体的禁带宽度会随温度的升高而减小，从而导致吸收系数发生变化。例如半导体材料砷化镓的吸收系数可表示为

$$\alpha_a(\lambda) = A_\beta (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (h\nu \geq E_g) \quad (4.3-4)$$

式中， A_β 是与材料有关的常数；对砷化镓而言 $A_\beta = 2.462 \times 10^4 \text{ (cm} \cdot \text{eV)}^{-1}$ ， h 为普朗克常数； E_g

为禁带宽度，其大小随温度而变化，且在 20K~973K 范围内，有

$$E_g = E_g(0) - \gamma_t \frac{T^2}{T + \beta} \quad (4.3-5)$$

式中， $\gamma_t = 5.8 \times 10^{-4} (\text{eV} \cdot \text{K}^{-1})$ ， $\beta = 300 \text{ K}$ ， T 为热力学温度。根据上式可以求得吸收波长为

$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} = \frac{hc}{E_g(0) - \frac{\gamma_t T^2}{T + \beta}} \quad (4.3-6)$$

式中， c 为光速。于是可以利用半导体吸收的峰值波长来确定环境的温度。

4.3.2 透射式强度调制型光纤传感技术

光纤传感中还可以采用如图 4-15 所示的透射式光强调制。发射光纤与接收光纤对准，光强度调制信号加在移动的遮光板上，或是直接移动接收光纤，使接收光纤只能接收到发射光纤发出的部分光线，从而实现位移量对出射光强度的直接调制。图 4-15(a) 所示为活动光纤式强度调制模型，主要用来测量位移和压力等物理量。这些物理量的变化使接收光纤的轴线相对于发射光纤横向错开一段距离，光强按图 4-15(b) 所示曲线变化，图中 D 为纤芯直径， x 为位移量。



图 4-15 透射式光强调制

为了提高测量灵敏度，一种常用的装置为利用两个具有周期结构的遮光屏传感器进行压力、温度等其他物理量的测量。其原理如图 4-16 所示。遮光屏由等宽度、交替排列的透明区和非透明区的光栅组成，其中一个光栅固定而另一个光栅可移动。在这样的结构中，叠合周期光栅的透射率在 0%~50% 之间变化。当位移量在半个光栅周期范围内时，输出光强随位移量线性变化。这是构成灵敏、简单、可靠的位移传感器的基础。

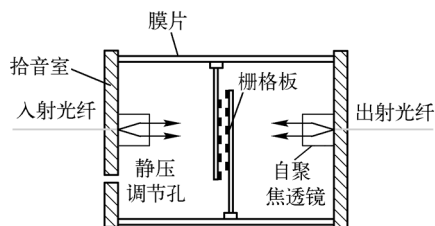


图 4-16 光栅遮光屏透射式强度调制示意图

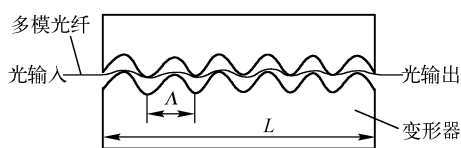


图 4-17 微弯损耗强度调制原理图

4.3.3 光波模式强度调制型光纤传感技术

当光纤的弯曲状态发生变化时，会引起光纤中的模式耦合，其中有些导模变成了辐射模，从而引起微弯损耗。图 4-17 是光纤微弯损耗强度调制原理图。微弯变形器是由夹在两块具有周期性波纹的微弯板之间的多模光纤构成的，基于这种结构可以构成多种传感器。

选取波纹的周期间隔 Λ ，使它与光纤中适当选择的两个光波模式之间的传播常数相匹配。引起耦合的两个模的传播常数为 β 和 β' ，则 Λ 必须满足

$$\Delta\beta = |\beta' - \beta| = 2\pi / \Lambda \quad (4.3-7)$$

以使模式间耦合得到最佳。因此，波纹的最佳周期间隔取决于光纤的模式特性。变形器的位移决定了光纤的弯曲程度，从而改变了光纤的弯曲损耗，产生强度调制。

4.3.4 光吸收型强度调制光纤传感技术

光吸收系数强度调制是指由光吸收系数的改变引起的光强变化。强度调制典型的例子有利用辐射调制光纤的吸收系数并检测出射光强以测量辐射强度、利用温度调制半导体的吸收特性来进行温度测量等。光纤辐射传感器的一个重要的优点是，它可以放置在危险的辐射区而在安全的地方实现远程监测，充分利用了光纤的灵活性。下面简要介绍辐射调制型传感。

当电离辐射作用于石英材料时，石英晶体将发生物理和化学上的变化，且变化的程度正比于石英晶体受到的辐射量。辐射导致石英晶体的变化包括 SiO_2 共价键被打破，并与杂质原子形成新的化学键。辐射可以产生不再继续发生化学反应形成普通化学键的离子或原子团，但是这些离子或原子团把过剩的电荷转移给近邻的杂质原子上并达到稳定状态，这些晶格缺陷就是电子或空穴俘获中心。当辐射致电子空穴对产生时，石英晶体中的电荷迁移到较低能级的缺陷中心或势阱中。势阱的稳定程度由缺陷中心的本性决定，常温下势阱的寿命为几秒到几年的时间。这些晶格缺陷可导致石英光纤表现出一些宏观性质。

辐射能可以打破光纤纤芯内的 SiO_2 共价键，取而代之的是锗原子、铅原子、硼原子或其他元素的杂质，形成晶格缺陷。

第一种辐射传感器的应用原理是，晶格缺陷使光纤吸收损耗加大，形成辐射量对光衰减的调制，在光纤出射端探测衰减程度实现传感。这是传统的光纤辐射传感，单位长度光纤的衰减大小随光纤受到的总辐照量的积累而线性增加。其原理图如图 4-18 所示，传感器结构是典型的强度调制型衰减。这种传感器中可以采用各种形式的光源，包括 LD、LED，以及其他合适的光源，但在使用前必须一个或多个波长定标。

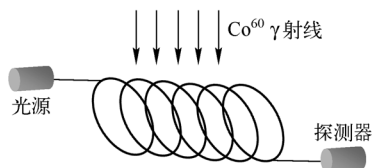


图 4-18 典型衰减型光纤辐射传感原理图

第二种辐射传感器的原理与第一种有所不同。存在晶格缺陷的材料受辐照后获得能量，电荷陷于势阱中处于集居数反转状态，石英晶体以这样的形式把辐照能量存储起来。在室温下势阱的寿命在几秒到几年之间，它随着光纤中掺杂离子种类和浓度的不同而变化。对于势阱寿命只有几秒的情况，接受辐照的同时光纤可以发出受激光；而对于较长的势阱寿命的情况下，则采取外界光照激励或加热的方式让光纤把势阱中存储的能量释放出来，我们称之为光释光 (Optically Stimulated Luminescence, OSL) 和热释光 (Thermoluminescence, TL) 效应。这种传感器不需要外加光源，辐射能可以直接转换成光能 (一般是可见光和红外光)。激光加热型热释光光纤辐射传感原理图如图 4-19 所示。

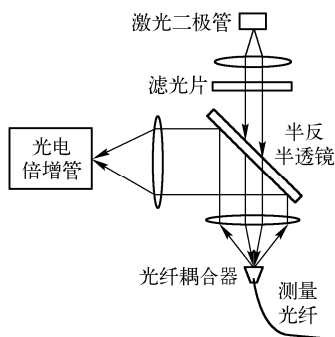


图 4-19 热释光光纤辐射传感原理图

激光二极管发出近红外光经过透镜准直到达半反半透镜，再经过透镜和光纤耦合器耦合到光纤内。测量光纤中的掺杂离子强烈吸收近红外激光的能量并转化为热能，热能使光纤产生热释光效应发出可见光并被光电倍增管探测，实现对辐射量的实时监测。

4.4 波长调制型光纤传感技术

4.4.1 黑体辐射波长调制技术

1. 黑体辐射光谱

任何物体都具有不断辐射和吸收电磁波的能力，并且辐射出去的电磁波具有一定的光谱分布。这种光谱分布与物体本身的特性及温度有关，因此称之为热辐射。为了研究不依赖于物质具体特性仅由物体温度决定的热辐射规律，人们定义了一种理想的物体，即黑体。简单来讲黑体辐射就是指黑体发出的电磁辐射。在相同的温度下，黑体比其他任何物体发射的电磁辐射的强度都要大。实际上并不存在黑体，它是一种理想化的比较标准。普朗克辐射定律给出了某一波长下的辐射亮度与黑体温度之间的关系

$$E_L(\lambda, T) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{ch}{\lambda k'T}\right) - 1 \right]} \approx \frac{2C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (4.4-1)$$

式中， $C_1 = 3.74 \times 10^{-12} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ （第一辐射常数）， $C_2 = 1.44 \text{cm} \cdot \text{K}$ （第二辐射常数）， $E_L(\lambda, T)$ 是黑体发射的光谱辐射亮度， T 为热力学温度， h 为普朗克常数， k' 为玻耳兹曼常数， c 为光速。图 4-20 为 5000K、4500K、4000K、3500K 四种情况下辐射功率谱的相对强度随波长变化曲线。可见黑体辐射峰值波长和峰值功率均随温度的变化而变化。

由于一般物体不可能是黑体而是灰体，灰体的光谱辐射功率谱为

$$p'(\lambda, T) = \varepsilon E_L(\lambda, T) = \frac{2\varepsilon C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (4.4-2)$$

式中， $\varepsilon (< 1)$ 称为灰体的发射率，无量纲。 $p'(\lambda, T)$ 为灰体的辐射功率谱密度。所以，原则上在 ε 已知的情况下，只需测出某一波长下的功率谱密度 p' 就可以得到辐射体的温度 T 。利用黑体辐射原理可以设计出温度传感器。

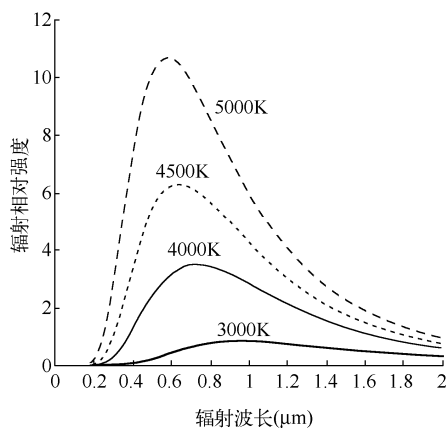


图 4-20 不同温度下的辐射谱

2. 黑体辐射型光纤波长调制传感技术

黑体辐射是一种辐射光谱分布随温度而变化的辐射，利用黑体辐射原理制成的光纤传感器属于波长调制型光纤传感器，通过测量辐射光谱实现对温度的测量。图 4-21 是黑体辐射的调制原理。黑体辐射源发出的辐射光谱被蓝宝石光纤探头接收，传输至光纤的另一端经透镜准直后到达二向色镜。二向色镜的作用是把整段辐射光谱分成两段，一段光谱的峰值波长为 λ_1 ，而另一段的峰值波长为 λ_2 。两段光谱分别通过两个不同的窄带滤波器，最终到达探测器 D_1 和 D_2 的光波分别只剩下 λ_1 和 λ_2 两个波长，经过比色法解调后即可得到温度值。

在波长调制型光纤传感中，对光谱的测量并非利用光谱仪得到一整段光谱，因为光谱仪无法满足灵活性和小型化的要求。探测一个或两个波长的光强是比较实用可靠而且较为简单的方法。然而仅探测某一波长时无法进行对比，受外界环境影响较大，因此最可取的方法即探测两个不同波长进行光强的比较，称为比色法。

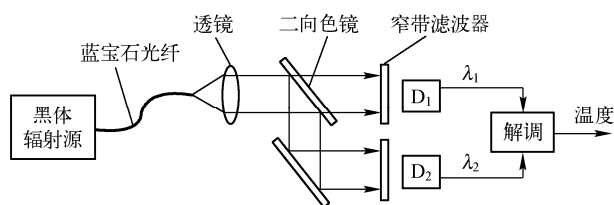


图 4-21 黑体辐射调制原理

在灰体辐射中，某一探测波长 λ 下灰体温度可以表示为波长 λ 和该波长功率谱密度 B 的函数

$$T = \frac{C_2}{\lambda \ln \frac{2\varepsilon C_1}{B\lambda^5}} \quad (4.4-3)$$

式中， C_1 、 C_2 为常数， ε 为波长 λ 处灰体的发射率。根据上式，通过测量波长 λ 下的功率密度 B 就可以得到温度 T 。但通常发射率 ε 并不是一个常数，不仅与温度和波长有关，而且与物体的材料、表面形状均有关，所以很难获得准确发射率的绝对值。采用比色法是指在同一温度下，选定两个波长下的 λ_1 和 λ_2 的 ε 和 B 值，分别记为 ε_1 、 ε_2 和 B_1 、 B_2 ，经计算有

$$T = C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left/ \ln \left[\frac{B_2}{B_1} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \right] \right. \quad (4.4-4)$$

这就是比色法得到的结果。虽然 ε 和 B 的绝对数值难以确定，但当波长确定后， ε_1 和 ε_2 、 B_1 和 B_2 的比值就可精确地确定下来了。

4.4.2 荧光波长调制技术

1. 荧光现象

荧光是一种光致发光现象。当荧光物质受到某种波长的光(通常是紫外线或 X 射线)照射后处于激发态，并且立即激发并发出比入射光波长长的出射光(通常在可见光波段)；而且一旦停止激励，荧光强度将按指数衰减直至消失。

荧光物质的发光效率取决于荧光体的浓度、吸收截面和量子效率(即受激分子通过发射光子失去的能量占总的失去能量的比例)及光程长。荧光分子具有明确的受激谱范围，同样辐射谱也是确定的。通常情况下，荧光的受激谱和辐射谱有一定的关系，且受激峰值波长与辐射峰值波长之间有一差值，将这一差值称为斯托克斯频移，如图 4-22 所示。斯托克斯频移的大小因荧光物质而异。

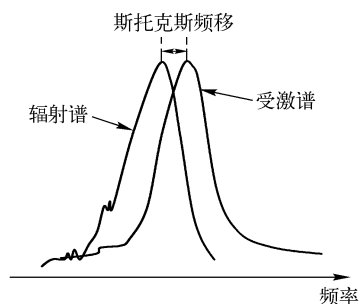


图 4-22 荧光染料水溶液的受激谱和辐射谱

荧光效应在用于温度传感时有两种方案：第一种是荧光强度比值法(Fluorescence intensity ratio, FIR)，即测量两个确定波长荧光强度的瞬时比值；第二种是荧光寿命(Fluorescence lifetime, FL)测量法，即测量荧光能量的半衰期。受激发的荧光物质的能级图可以简化成三能级形式，如图 4-23 所示。能级 1 和能级 2 属于激发态，能级 0 是基态。各种形式的泵浦把能级 0 上的粒子抽运到能级 1 和 2 上，此时三个能级的集居数 N_0 、 N_1 和 N_2 之间的关系由速率方程(4.4-5)确定

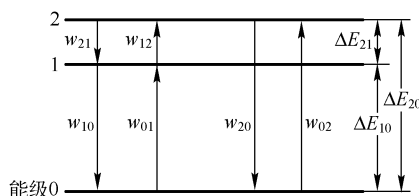


图 4-23 荧光物质三能级模型图

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = N_2 A_{21} - N_1 (w_{12} + A_{10}) + N_0 w_{01} \\ \frac{dN_2}{dt} = N_1 w_{12} - N_2 (A_{21} + A_{20}) + N_0 w_{02} \\ \frac{dN_0}{dt} = N_1 A_{10} + N_2 A_{20} - N_0 (w_{01} + w_{02}) \end{cases} \quad (4.4-5)$$

式中, A_{ij} 为自发辐射迁移率, w_{ij} 为吸收速率。同时, 激发态能级 1 和 2 之间将发生热弛化并到达热平衡, 此时两能级粒子数服从以下分布

$$b_{21} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{k'T}\right) \quad (4.4-6)$$

式中, b_{21} 为能级 2 和能级 1 的集居数之比, g_2 和 g_1 为两能级各自的简并度, k' 为波耳兹曼常数, T 为热力学温度, ΔE_{21} 为两激发能级的能量差。对式 (4.4-5) 作拉普拉斯变换, 得到荧光寿命 τ_y 为

$$\frac{2}{\tau_y} = (b_{21} + 1)A_{21} + A_{20} + A_{10} - \sqrt{[(b_{21} - 1)A_{21} + A_{10} - A_{20}]^2 + 4b_{21}A_{21}^2} \quad (4.4-7)$$

当能级 1 和能级 2 之间的弛豫时间非常短时, 荧光寿命可简化为

$$\tau_y = \frac{1 + b_{21}}{A_{10} + A_{20}b_{21}} \quad (4.4-8)$$

可见荧光寿命取决于系数 b_{21} , 而 b_{21} 取决于温度, 构成温度对荧光寿命的调制。

利用荧光温度特性的另一种方案是测量荧光两个不同波长 (不同的激发态向基态跃迁) 信号强度之比。考虑一般情况, 当粒子从激发态 i 跃迁到基态 f 时, 光强由下式决定

$$I_{if} \propto N_i \omega_{if} A_{if} \quad (4.4-9)$$

式中, ω_{if} 为荧光的角频率。于是从能级 2 跃迁到基态与能级 1 跃迁到基态所发出的光强之比为

$$R_k = \frac{I_{20}}{I_{10}} = \frac{N_2 \omega_{20} A_{20}}{N_1 \omega_{10} A_{10}} = \frac{\omega_{20} A_{20}}{\omega_{10} A_{10}} \cdot \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{kT}\right) = B_k \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{kT}\right) \quad (4.4-10)$$

式中, $B_k = \omega_{20} A_{20} g_2 / \omega_{10} A_{10} g_1$ 为定值。于是可以测量两波长的光强之比以得到环境温度。

2. 利用荧光光谱特性进行波长调制技术

荧光寿命和光强均与温度有关, 且一般来说对于掺稀土光纤都有多个激发能级。当短波长光照射到掺稀土光纤上时, 处于基态的原子被激发到杂质能级上并往基态跃迁发出较长光波的光。如果选择两个较强的谱线并探测两条荧光谱线的寿命之比或光强比, 可以从理论上证明这一比值仅仅取决于温度而与其他物理量无关, 这种探测方法类似于 4.4.1 节所讲的比色法。

4.5 相位调制型光纤传感技术

1. 电光效应

在电场作用下, 可以使某些各向同性的透明介质变成各向异性, 使入射光产生人为双折射的现象称为电光效应。电光效应通常是非线性的, 包括一阶电光效应 (泡克尔斯效应) 和二阶电光效应 (克尔效应), 更高阶电光效应非常微弱可以忽略。通常情况下二阶电光效应比一阶电光效应要弱很多, 因此在实际应用时通常采用前者。有关电光效应的详细介绍见 3.2.4 节。

2. 应变效应

应力应变是指物体受到外力后产生形变的效应。应力定义为“单位面积上所承受的附加内力”。物体受力产生变形时，物体内部各点处变形程度一般并不相同。用以描述一点处变形的程度的力学量是该点的应变。当光纤受到纵向(轴向)的机械应力作用时，光纤的长度、纤芯直径、纤芯折射率都要发生变化，如图 4-24 所示。这些光纤参数的变化将导致光纤中光波相位的变化，通过某种检测手段(如干涉)可以解调出物体所受到的应力大小。这种传感方式的应用不仅限于测量应力应变，还可以衍生为测量与受力相关的各种物理量的大小，如压强、加速度等。

当光波通过长度为 L 的光纤后，出射光波的相位延迟为

$$\phi = \beta L \quad (4.5-1)$$

式中， β 为光波在光纤中的传播常数。当光纤长度或传播常数变化时，引起的光波相位变化为

$$\Delta\phi = \beta \cdot \Delta L + L \cdot \Delta\beta = \beta L \frac{\Delta L}{L} + L \frac{\partial\beta}{\partial n} \Delta n + L \frac{\partial\beta}{\partial a} \Delta a \quad (4.5-2)$$

式中， a 为光纤纤芯的半径。上式右边的第一项代表光纤长度变化引起的相位延迟(应变效应)，第二项表示感应折射率变化引起的相位延迟(弹光效应)，第三项表示光纤的半径改变所产生的相位延迟(泊松效应)。通常泊松效应对相位造成的影响远小于前二者，可以忽略，于是有

$$\Delta\phi = \left(\beta \frac{\Delta L}{L} + \frac{\partial\beta}{\partial n} \Delta n \right) L \quad (4.5-3)$$

折射率的改变是应变光学效应的结果，并由光学指标 B 表示($B=1/n^2$)。对于均匀、各项同性的材料，在受到应力 ε 作用的情况下，晶体的三个主轴的光学指标的变化量 ΔB_i (与三个主轴折射率的变化量 Δn_i 相对应)与相应方向的应变 ε_i 的关系由以下方程表示

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{12} & P_{22} & P_{23} \\ P_{13} & P_{23} & P_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \end{bmatrix} \quad (4.5-4)$$

式中， $B_i = 1/n_i^2$ ，微分可得 $\Delta B_i = -2\Delta n_i / n_i^2$ ； ε_1 和 ε_2 为光纤的横向应变，由于光纤在横截面内为圆对称的，所以 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ； ε_3 为光纤的纵向应变； P 为光纤纤芯材料的应变光学矩阵，只与光纤材料有关。由于普通光纤都由石英制造，而石英是一种弱双折射介质，所以三个主轴折射率 n_1 、 n_2 、 n_3 都近似认为等于 n (n 为光纤未受应变状态下的折射率)，此时 ΔB_i 和 Δn_i 之间的关系可写为

$$\Delta B_i = -\frac{2}{n^2} \Delta n_i \quad (4.5-5)$$

综合上面两式，以及 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ，可以把 Δn_i 解出来，得

$$\begin{cases} \Delta n_1 = -\frac{n^3}{2} [(P_{11} + P_{12})\varepsilon_1 + P_{12}\varepsilon_3] \\ \Delta n_2 = -\frac{n^3}{2} [(P_{11} + P_{12})\varepsilon_1 + P_{12}\varepsilon_3] \\ \Delta n_3 = -\frac{n^3}{2} (2P_{12}\varepsilon_1 + P_{11}\varepsilon_3) \end{cases} \quad (4.5-6)$$

可见外界应变变量 ε_1 、 ε_2 和 ε_3 可以导致各主轴折射率发生变化，从而可以达到外力调制折射率的目的。

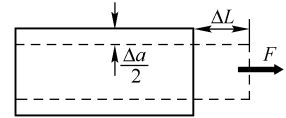


图 4-24 光纤受外力作用形变示意图

(1) 纵向应变引起相位变化

由 $\beta = nk_0$, 得 $\partial\beta/\partial n = k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 。由于此处是纵向应变, 因此只考虑折射率的径向变化 Δn_3 , 而 Δn_1 和 Δn_2 均为零, 代入式 (4.5-3) 以及式 (4.5-6) 的第三式中, 得

$$\Delta\phi = nk_0 L \left(1 - \frac{1}{2} n^2 P_{12} \right) \varepsilon_3 \quad (4.5-7)$$

(2) 弹光效应应变引起相位变化

弹光效应指纵向、横向应变效应均存在时, 光纤内传输光波的折射率变化。横向应变引起的折射率变化为 $\Delta n_t = \Delta n_1 = \Delta n_2$, 纵向效应引起的折射率变化为 Δn_3 , 于是 $\Delta n = \Delta n_t + \Delta n_3$, 代入式 (4.5-8) 得弹光效应引起的相位变化为

$$\Delta\phi = nk_0 L \left[\varepsilon_3 - \frac{1}{2} n^2 (P_{11} + P_{12}) \varepsilon_1 - \frac{1}{2} n^2 P_{12} \varepsilon_3 \right] \quad (4.5-8)$$

4.6 偏振态调制型光纤传感技术

4.6.1 磁光效应

一束光在具有磁矩的物质内部传输或者在物质界面反射时, 光波的传输特性(如偏振面、相位或者散射特性)会发生变化, 这个物理现象称为磁光效应(Magneto-Optic Effect)。一般来说, 磁光效应随着物质磁化强度的增大而增强。根据物质磁性的基本特点, 主要可分为抗磁性、顺磁性、铁磁性、亚铁磁性和反铁磁性五大类, 此外还有螺磁性等。外磁场作用下, 顺磁性物质中的固有磁矩沿外磁场平行排列, 外磁场越大, 平行排列的程度越高, 物质的磁化强度 M 也越大。

1845 年法拉第发现, 入射光线在被磁化的玻璃中传播时, 其偏振面会发生旋转, 称为法拉第效应; 1876 年克尔又发现了光在磁化介质表面反射时偏振面发生旋转, 即克尔效应; 随后人们又发现了物质原子的能级在磁场作用下发生分裂(塞曼效应)以及磁致线双折射(科顿-穆顿效应)。

目前已发现的磁光效应有: 磁光 Faraday 效应, 磁圆振二向色性, 磁线振双折射和磁线振二向色性、克尔效应、塞曼效应和磁激发光散射等。磁光 Faraday 效应是常用的磁光效应之一(如图 4-25 所示), 是指与偏振光束传输方向平行的磁场, 使得介质中传播光束的偏振态发生偏转, 偏转的角度可以用下式表示

$$\theta = VBl \quad (4.6-1)$$

式中, l 为磁场作用下介质的长度; B 为磁场强度; V 为费尔德常数, 与材料磁性和光源波长有关, 对于熔融石英光纤(属于抗磁性材料), V 与 λ^2 (λ 为光源波长)成正比, 对于 $\lambda=1300\text{nm}$, $V=8.4\times 10^{-4}\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{mT}^{-1}$ 。与其他四类磁性材料相比, 抗磁性材料的费尔德常数要小一些。表 4-3 是几种材料的费尔德常数。

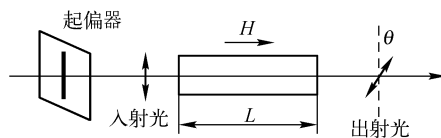


图 4-25 磁光法拉第效应原理图

表 4-3 几种材料的费尔德常数

材料名称	材料型号	简写	法拉第旋转率 ((°)/cm)	费尔德系数 ((°)/(cm·Oe))
光学玻璃	SF6	—	—	0.0008
	FR5	—	—	0.0023
YIG 系列	Y3Fe5O13	YIG	240	0.18
	YTb3Fe5O13	YTbIG	320	0.24
	BiY3Fe5O13	BiYIG	800	0.5
	BiGdY3Fe5O13	YbiGdIG	1540	4.0
	BiTmY3Fe5O13	YBiTmIG	220	1.4
	BiTrY3Fe5O13	YBiTrIG	—	20~30
其他	BiSiO20	BSO	—	0.016

实验结果表明,磁光法拉第效应的光偏转方向只与磁场的方向有关,而与光的传播方向无关,光束往返通过磁场作用下的介质时,光的偏转角向同一个方向累加。

4.6.2 磁光调制技术

磁光调制技术常常利用磁光法拉第效应对光束进行调制。通过测量调制后的光强实现对电涡流或电流产生磁场的测量。

图 4-26 是磁光光纤电流传感器,应用于大电流的测量。激光发出的光束经过起偏器后变成线偏振光,并经透镜耦合到单模光纤中,作为电流传感器元件的光纤绕在高压输电线结构上,光纤线圈中传输的线偏振光在电流产生的环形磁场作用下产生法拉第旋转,考虑到安培环路定律,可以导出待测电流 I 与光纤中光偏振面旋转角度 θ 间的关系式

$$\theta = VNI / r \quad (4.6-2)$$

式中, V 为光纤的费尔德常数, N 为高压电线上光纤的匝数, I 为高压电线内传输电流的大小, r 为光纤匝的半径。

激光器发出的单色光经过起偏器后变成线偏振光,由透镜 L 将光耦合到单模光纤中,高压载流导体 B 通有电流 I , 光纤缠绕在导体上。缠绕在导体上的光纤将产生磁光效应,使偏振光的偏振面发生旋转。该系统中必须采用低双折射光纤,否则将无法进行偏振态调制。出射光由透镜 L 耦合到沃拉斯顿棱镜 W , W 将入射光分成振动方向相互垂直的两束线偏振光并分别被探测器 D_1 和 D_2 接收。

调整 W 的取向,使得当 $I=0$ 时,从 W 的两轴输出的光强相等。高压载流导体 B 通有电流时,设光纤中光波偏振面旋转的角度为 θ , 如图 4-25 所示,则光电探测器 D_1 和 D_2 接收到的光强分别为

$$I_1 = I_0 \cos^2(\theta + 45^\circ), \quad I_2 = I_0 \sin^2(\theta + 45^\circ) \quad (4.6-3)$$

经过信号加法、减法、除法运算后,输出信号为

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \sin 2\theta \quad (4.6-4)$$

当 θ 值很小时, $\sin 2\theta \approx 2\theta$, 故输出光功率 P 与 θ 成线性关系。输出光被探测器探测,得到的电信号经处理后可转化为外界电流的大小。

这种光纤电流传感器能实现动态范围非常大的电流的测量,且能实现与高压电的电气隔离,具有非常强的抗干扰能力。目前,用于 15~40kV 的高压输电线上,电流测量范围为 0.5~2000A,其精度为 1%~5%。将偏振光变成类消偏光,并使两束类消偏光进行干涉,通过测量相干光相位的变化,再利用偏置调制技术,可以实现 0.1~10⁶A 的大动态范围的电流测量。

4.6.3 溶液旋光性

旋光性是指线性偏振光经过某些介质后其振动面发生了旋转。线偏振光可以是振幅相等的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的线性组合,而旋光性是由于左旋圆偏振光和右旋圆偏振光在介质中传播速度不同引起的。单位振幅的水平方向偏振光用琼斯矩阵可表示为 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 。可以将其分解为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的叠加

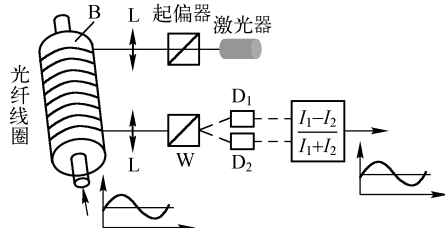


图 4-26 光纤电流传感器检测原理

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (4.6-5)$$

式中, $\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$ 为左旋光, $\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$ 为右旋光, 二者的传播速度不同, 折射率分别为 n_L 和 n_R 。左、右旋光的传播常数分别为

$$k_L = 2\pi n_L / \lambda_0, \quad k_R = 2\pi n_R / \lambda_0 \quad (4.6-6)$$

左旋和右旋圆偏振光在介质中沿光轴传播距离 L 后, 出射光波的琼斯矢量为

$$\vec{E}(L) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \exp(ik_L L) + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \exp(ik_R L) \quad (4.6-7)$$

可以改写成
$$\vec{E}(L) = \frac{1}{2} \exp \frac{i(k_R + k_L)L}{2} \left\{ \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \exp \frac{-i(k_R - k_L)L}{2} + \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \exp \frac{i(k_R - k_L)L}{2} \right\} \quad (4.6-8)$$

可以进一步改写为
$$\vec{E}(L) = e^{i\psi} \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(e^{i\theta} + e^{-i\theta}) \\ -\frac{1}{2}(e^{i\theta} - e^{-i\theta}) \end{bmatrix} = e^{i\psi} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \quad (4.6-9)$$

上式表明, 出射光波相对于入射光波的偏振面旋转了 θ 角, 其中

$$\psi = \frac{1}{2}(k_R + k_L)L \quad (4.6-10)$$

$$\theta = \frac{1}{2}(k_R - k_L) = (n_R - n_L) \frac{\pi L}{\lambda_0} \quad (4.6-11)$$

旋光性存在于结晶材料以及一些有机的非结晶材料中。前者中, 结晶石英是最早发现的比较有名的旋光固体; 后者中, 最普通的是具有旋光性质的糖溶液, 即右旋糖。介质的旋光性是互易的, 也就是说如果偏振光从 A 端入射介质, 在 B 端出射时旋转了 θ 角, 则光在 B 端入射 A 端出射时将旋转 $-\theta$ 角。由于旋光溶液的左右旋光的折射率 n_R 和 n_L 均与溶液的浓度有关, 所以利用物质的旋光性可以制作出用于特定场合下的光纤溶液浓度传感器。

4.7 传光型光纤传感技术

4.7.1 光纤微弯传感技术

光纤微弯传感是一种利用光纤微弯效应造成光损失而进行的对外界物理量的传感, 利用这种效应来制作传感器早在 1980 年就被提出。由光纤的基本常识可知, 当光纤的弯曲直径较大(宏弯)时, 光纤内传输的光能量并不会发生明显的泄漏; 然而当光纤的某一小段发生局部的弯曲时, 此时弯曲半径一般较小, 光能损失较为严重, 称之为微弯。微弯与宏弯的主要区别如图 4-27 所示。

微弯传感器的光学原理是上一节提到的模式强度调制理论。微弯造成光损耗变大是因为光纤中传输的纤芯模式的光波受到微弯作用的扰动变成了包层模式从而泄漏出去。这一传感模型主要应用于压力传感, 还可以衍生到与压力相关的传感, 如振动传感或压强传感等。外力作用于光纤传感头并使光纤发生微弯, 通过检测输出光强即可得到光纤所受的弯曲程度, 进而解调出外界物理量。传感部件的最关键部分在于传感头的设计, 也就是通过什么媒介把外界物理量加到光波的物理量上去。传感头的形式各式各样, 不同的应用环境对传感头有不同的要求, 必须根据具体的情况进行设计。

较为新颖的例子是 Heo 等于 2009 年提出的一种基于光纤微弯效应光衰减原理的压力传感器，用于机器人。人们希望能制作出像人类一样具有“五官”功能的机器人，以实现机器人的智能化。利用光衰减原理工作的光纤传感的一个重要的作用是压力传感，结合以其他技术可模仿五官功能之一——触觉传感，即分布式压力传感，我们称之为**人造皮肤**。

(1) 传感头

当埋有光纤的弹性物体受到压力时，弹性物体发生弯曲，埋在弹性物体中的光纤出现宏弯而非微弯。这是因为弹性体通常受到的外力相对于光纤的尺寸而言是大面积的作用力，如图 4-28 所示，Heo 等用硅胶作为弹性材料，把两根光纤互相垂直地叠在一起并埋在硅胶中，并设计出传感头。

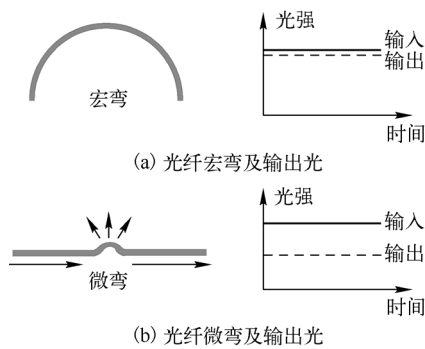


图 4-27 宏弯与微弯

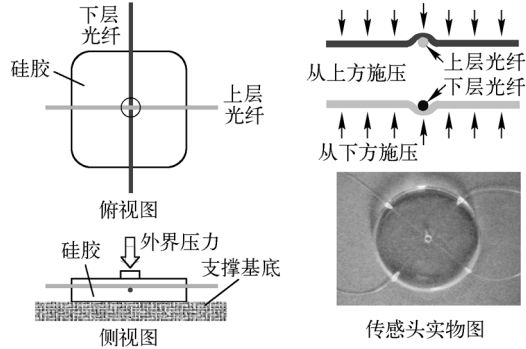


图 4-28 光纤微弯压力传感头原理

(2) 压力传感系统

一个完整的光纤传感系统必须包含几个部分：光源、传感头、传感光纤、光探测器和信号解调系统。对于传光型传感，只需考虑光强的稳定性，而一般不需考虑模式和偏振态等其他问题，因此光源可采用廉价的 LED；光纤本身参与传感，属于传感头的一部分，垂直放置的光纤和硅胶共同组成传感头；采用普通的通信单模光纤作为传感光纤即可，因为单模光纤在受微弯时光损耗相对较大；由于整个传感网络是很多个传感头组成的，需要多个探测器探测多根光纤的光输出，因此阵列型 CCD 探测器是最理想的选择。

人造皮肤对传感的一个要求是必须实现分布式传感，即对多个压力点的同时测量。因此该压力传感系统必须包括许多个如图 4-28 所示的传感头。可以用以下方式实现分布式压力传感：将多根光纤分为两簇，每一簇中的所有光纤以一定间距(如 3mm)平行排列，两簇光纤垂直地叠加在一起，形成如图 4-29 所示光纤传感网络。

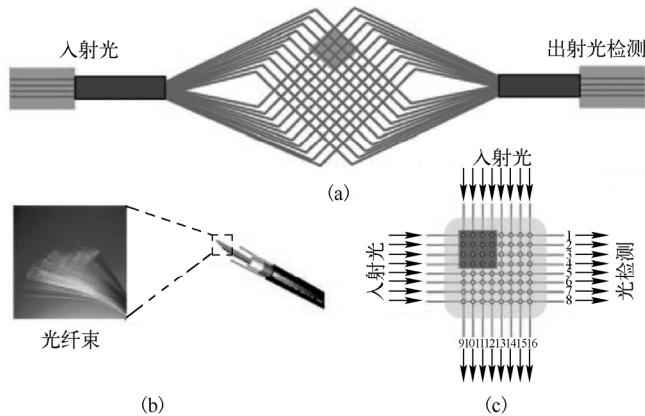


图 4-29 分布式光纤传感网络

从同一光源发出的白光入射至传感光纤网络, 经过分布式传感头后(图 4-29 所示为 8×8 个分布点), 每一根光纤中传输的光能均发生一定程度的衰减。由于是多根光纤同时输出不同的光强, 因此最佳方法是用阵列 CCD 作为探测器, 把每一根出射光纤耦合到阵列 CCD 的每一个像素内, 通过检测不同像素的光强即可判断不同位置的点所受压力的大小。

(3) 分布式压力传感器的标定

在设计传感器解调系统时, 对传感系统的标定是必不可少的工作。标定的作用是把 CCD 每个像素输出的光强和每个传感点(两根光纤的交叉处)所受到的压力值通过实验测量的方法一一对应起来, 这就需要测定负载压力与光强的对应曲线。完成标定后, 每一个物理量都必须转化为计算机可处理的数字量, CCD 每个像素的光强值可以转化为 256 个灰阶的灰度值, 每一个灰度值对应一定的压力大小, 这样即可将 CCD 探测得到的电信号通过计算机直接转化为压力的大小。

4.7.2 光纤辐射传感技术

光纤传感在远程监测方面克服了其他类型传感器所无法克服的弊端。在光纤传感出现之前, 普通的传感器均以电信号作为传输介质, 一旦传输距离加大, 各种环境因素带来的噪声尤其是电磁干扰将使得在远程无法获得准确的物理信号, 解调也变得格外困难。然而对于辐照传感尤其是强辐射区域(如核反应堆附近), 远程传感是必需的, 因此光纤辐射传感器就显得格外重要。

在 4.4 节的光吸收型辐射传感中已经介绍了辐射传感主要应用的两种不同的原理: 第一种方法是以辐射强度调制光损耗的方式来实时探测辐射强度, 一般用来进行实时监测, 但精度一般不太高; 第二种方法是通过对热释光材料进行加热或对光释光材料进行光照, 以光子计数积分的形式探测热释光材料所受总的辐射量的大小。后一种方法的精度通常不是太高, 一般不能用于强辐射的在线监测, 而多用于弱辐射剂量的测量, 例如医用辐射计, 或可实现弱辐射的准在线监测等。

热释光效应是指晶体受到辐射作用后积蓄的能量在加热过程中以光能的形式释放出来的一种物理现象。热释光材料中深陷阱中的电子由于热激活而释放到导带, 从而产生复合发光的现象。这种现象是一次性的, 也就是固体在受到辐射作用后, 只有第一次被加热时才会有光被释放出来。在以后的加热过程中, 除非重新再接受辐射作用, 否则将不会有发光现象。最初使用的氟化锂热释光材料具有很高的灵敏度, 但是其热释光性能不稳定。后来, 研究人员相继开发了具有更优异热释光性能的 LiF:Mg, Ti 以及 LiF:Mg, Cu, P 。目前氟化锂系列材料仍是热释光剂量学上应用最广泛的材料。由于传感上的需要, 人们对热释光材料的性能要求不断提高, 如较宽的线性剂量响应范围、高灵敏度、重复使用性好等。有人提出在热释光玻璃中掺入 ZnS 纳米晶体和 Cu^{1+} 离子可大大改善其热释光性能。同时又在热释光玻璃中掺入 Nd^{3+} 离子, 钕离子有很好的把光转换成热的功能。利用热释光材料的性能和掺杂物质的特点, 可以做成以热释光玻璃为工作物质的传感器。

目前较为新颖的一种对热释光材料的加热方式是, 用激光通过光学系统导入受射线辐照的热释光玻璃中。热释光玻璃由掺 ZnS 和 Cu^{1+} 离子的透明 SiO_2 晶体制作, 并在玻璃中掺入 0.1% 的 Nd^{3+} 离子。 ZnS 和 Cu^{1+} 离子的作用是在 Si 晶体中形成缺陷从而接受 Co^{60} γ 射线, 钕离子的作用是吸收 807nm 激光能量并高效地转换为热能, 从而加热热释光玻璃材料并发出蓝绿光。传感器结构如图 4-30 所示。

807nm 激光二极管阵列发出的激光耦合到大孔径多模光纤中, 经显微物镜 1 后通过滤光片

2 以去除较短波长自发辐射光；经滤光片滤光后通过二向色镜，二向色镜可通过 807nm 光并阻挡热释光玻璃释放的蓝绿光；显微物镜 2 把 807nm 光成像到大孔径多模光纤的端面并经光纤传输到热释光玻璃。热释光玻璃中掺杂的 Nd^{3+} 离子的能量转换效率较高，使玻璃发热并释放蓝绿光；再经多模光纤传回至显微物镜 2，被二向色镜反射后通过带通滤光片 2 以滤掉 LD 发出的红外激光，获取的蓝绿光由冷却的光电倍增管探测并进行光子计数。

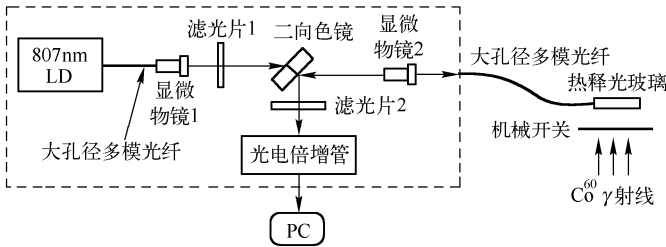


图 4-30 激光加热光纤辐射传感器结构

在这种辐射传感器结构中，传感头为热释光玻璃，光纤仅仅起到导光的作用。通常采用多模光纤而非单模光纤作为传光元件，这是由多模光纤的特性决定的：首先由于多模光纤的纤芯直径较粗，更容易将更多的光能耦合进光纤；其次多模光纤允许传输多种光波模式，这两个特性决定了多模光纤必然能比单模传输相对更多的光能量。实际上，如果有加热热释光材料的合适波长的光纤激光器，整个测量系统可以实现全光纤化，滤光片和分光镜可以分别采用特殊设计的滤波光纤光栅（光纤光栅的有关知识将在本节后面介绍）和耦合器，单模光纤和多模光纤之间的耦合用模斑匹配器实现，系统将会变得更加紧凑，如图 4-31 所示。

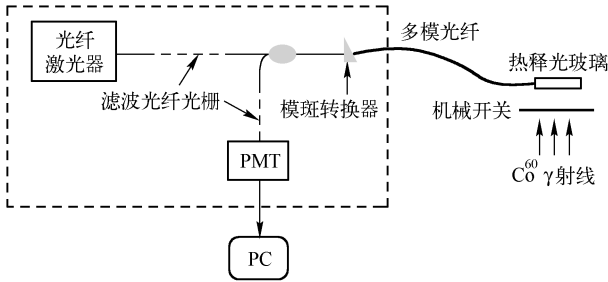


图 4-31 改进的全光纤系统

这一系统也可以用于实时的准在线监测。当 Co^{60} γ 射线连续地以较为恒定的辐射量照射热释光玻璃时，可以采用机械开关控制。辐照（见图 4-31）：首先打开机械开关让放射源照射热释光玻璃一段时间，此时辐射能量存储在热释光玻璃内；接下来关闭机械开关并打开激光二极管加热热释光玻璃，待热释光玻璃中存储的能量全部转化为光能释放后，光电倍增管即可对光子进行积分计数并通过计算机输出为光强值；最后通过对积分光强与光谱仪之间的标定即可确定辐射值。

4.8 干涉型光纤传感技术

光纤传感器从对光纤中传播光的调制原理上可以分为光强调制、波长调制（光谱调制）、频率调制、相位调制和偏振态调制等类型。其中，光强调制仅需使用 CCD 探测光强；波长调制需要采用光谱仪分析其光谱；相位调制和偏振态调制均需要采用双光束或多光束干涉并得

到光强；频率调制通常采用外差干涉以获取信号。目前精度相对较高的传感大都属于利用干涉原理的相位调制型光纤传感器，光纤干涉仪的类型和质量在很大程度上决定了光纤传感可达到的精度。

干涉仪从参与干涉的光束数量上可分为双光束干涉仪和多光束干涉仪。多光束干涉仪大多情况下指法布里-珀罗干涉仪；双光束干涉仪主要可分为迈克耳孙干涉仪和马赫-曾德尔干涉仪，另外还有一种特殊的利用萨格纳克效应工作的双光束干涉仪，称为萨格纳克干涉仪。

4.8.1 光纤迈克耳孙干涉仪

光纤迈克耳孙(Michelson)干涉仪的原理图如图 4-32 所示。

激光器发出的相干光通过 3dB 耦合器(DC)分成强度相等的两束光，两束光分别被两个反射镜反射回来，并再次经过 3dB 耦合器输出到探测器。如果外界扰动作用于信号臂，则在两臂之间产生光程差，两束光返回到耦合器处发生干涉，产生的干涉条纹被光电探测器 PD 探测，即可得到干涉的电信号。

需要注意的是，与传统空间光干涉仪不同的是，光纤干涉还存在着光波的模式选择，以及偏振态的问题，这在具体的例子中再另行讨论。

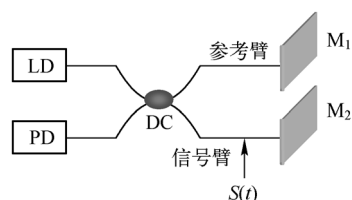


图 4-32 光纤迈克耳孙干涉仪原理图

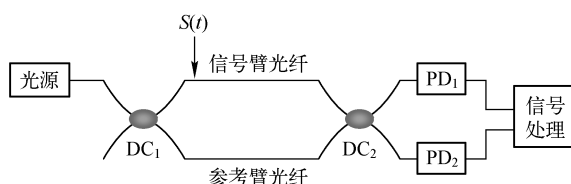


图 4-33 光纤马赫-曾德尔干涉仪原理图

4.8.2 光纤马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)干涉仪

光纤马赫-曾德尔干涉仪的原理图如图 4-33 所示，激光器发出的相干光通过一个 3dB 耦合器 DC₁ 分成两路相等的光束，一束光在信号臂光纤中传输，另一束光在参考臂光纤中传输，外界信号 $S(t)$ 作用在信号臂上，信号光和参考光到达第二个 3dB 耦合器 DC₂ 发生干涉后分别被探测器 PD₁ 和 PD₂ 探测。

若 I_0 为激光器发出的光注入到第一个耦合器的光强； $\Delta\phi$ 为信号变化引起两条干涉臂的相位变化，其中包含了外界信号 $S(t)$ 和两条臂长不等共同引起的相位差；第二个 3dB 耦合器可以对分到两臂的光强做一定的分配，使得到达两个光电探测器的光强分别为

$$I_1 = \frac{I_0}{2} \alpha_1 (1 + K \cos \Delta\phi), \quad I_2 = \frac{I_0}{2} \alpha_1 (1 - K \cos \Delta\phi) \quad (4.8-1)$$

式中， α_1 是光在传播过程中的各种衰减因素影响的总和， K 为干涉条纹的对比度。

如果采用激光器作为光源，很容易得到干涉条纹。由于得到的相位信息 $\Delta\phi$ 是由信号产生的相位差 ϕ_s 和两臂原始长度产生的相位差 ϕ_0 共同导致的，即 $\Delta\phi = \phi_s + \phi_0$ 。因此要想解调出 ϕ_s 必须首先精确地确定 ϕ_0 ，然而 ϕ_0 的确定一般比较困难，因此信号解调也较为困难。如果使得信号臂和参考臂为同一根光纤，此时由两臂原始长度带来的相位差 $\phi_0 = 0$ ，因此 $\phi_s = \Delta\phi$ ，称此干涉仪为共路干涉仪。相比于双路干涉仪，共路干涉仪可以严格控制两臂光程长相等，并且可以采用白

光光源，得到的干涉信号比激光干涉条纹更为稳定。

光纤马赫-曾德尔干涉仪所采用的光纤并非一定是普通的单模光纤，有时为了达到一定的传感目的可以采用特种光纤。有报道称可以利用保偏光子晶体光纤(Polarization Maintaining Photon Crystal Fiber, PM-PCF)制作应力传感器，传感头为一小段保偏光子晶体光纤，与普通单模光纤焊接起来形成整个传感系统，并被应力施加装置夹持。光子晶体光纤由纯石英制作而成，纯石英的温度敏感系数较低，因此适合应用于温度不敏感传感器。传感器结构如图 4-34 所示。

在这一结构中，马赫-曾德尔干涉仪的前后两个 3dB 耦合器合二为一，信号臂和参考臂也合二为一。但是必须注意的，虽然只有一个光纤环，但仍然属于双

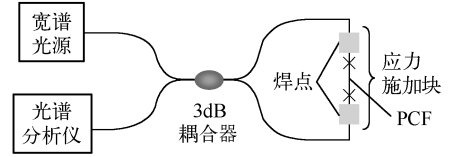


图 4-34 传感器结构

光束干涉，发生干涉的两束光是在同一根光纤中沿同一个方向传播的两个正交的线性偏振模式。3dB 耦合器同时也起到检偏器的作用，两束偏振光在耦合器处发生干涉。信号同时施加于两束线偏振光，因此两臂均为信号臂而没有参考臂。根据前面定义，显然这是一个共路干涉仪，可以采用白光作为光源。

光源发出中心波长为 1550nm 的宽谱光，被 3dB 耦合器分成相等的两束，当顺时针和逆时针双向传播的两束光波到达耦合器时发生干涉。设两束相干光的相位差为 ϕ ，如果不考虑任何损耗，由干涉的基本知识可知，光谱分析仪处得到的干涉光强 $I=(1-\cos \phi)/2$ 。保偏光子晶体光纤的双折射导致两个正交偏振模式的传输速度不同，得到的干涉相位

$$\phi = 2\pi L \Delta n / \lambda \quad (4.8-2)$$

式中， λ 为参与干涉的光波波长， L 为 PM-PCF 的长度， $\Delta n=n_s-n_f$ 为保偏光子晶体光纤的慢轴(slow axis)和快轴(fast axis)的折射率之差。注意参与干涉的光波是宽谱光，不同波长的光波具有不同的干涉相位 $\phi=\phi(\lambda)$ 。由于干涉光强 I 随着相位做周期性变化，因此 I 也将随着 λ 周期性变化。设波长为 λ_1 的光波对应的相位差为 ϕ_1 ，干涉光强极大，相邻的干涉光强极大值对应的波长和相位分别是 λ_2 和 ϕ_2 ，则有

$$\lambda_1 = \frac{2\pi L}{\phi_1} \Delta n, \quad \lambda_2 = \frac{2\pi L}{\phi_2} \Delta n \quad (4.8-3)$$

因此计算得到两相邻透射峰波长的差值为

$$|\lambda_1 - \lambda_2| = \left| \frac{2\pi L}{\phi_1} \Delta n - \frac{2\pi L}{\phi_2} \Delta n \right| = 2\pi L \Delta n \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1 \phi_2} \right| \quad (4.8-4)$$

考虑到两个透射峰相位差为 2π ，且相对相位差别不大， $\phi \approx \phi_1 \approx \phi_2$ ，则相邻的两个干涉峰值的波长差 S 可写为波长的函数

$$S = |\lambda_1 - \lambda_2| = \frac{\lambda^2}{\Delta n L} \quad (4.8-5)$$

当这一小段光子晶体光纤受到应力的作用时，光纤的长度和双折射大小均会发生变化，导致干涉相位 ϕ 变化

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta L \cdot \Delta n + L \cdot \Delta n') \quad (4.8-6)$$

式中， ΔL 为光纤长度变化， $\Delta n' = \Delta n_s - \Delta n_f$ 为弹光效应导致的 PM-PCF 双折射的变化量。两个正交轴的双折射的变化量 Δn_s 和 Δn_f 均与应变 ε 成正比，但比例系数不同，分别设为 p_e^s 和 p_e^f ，称为快轴和慢轴的弹光系数。于是应力致折射率变化量可写为

$$\Delta n_s = p_e^s n_s \varepsilon, \quad \Delta n_f = p_e^f n_f \varepsilon \quad (4.8-7)$$

考虑到透射峰值波长和干涉相位的关系，相位漂移 2π 对应着波长漂移 S ，即

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{\Delta\lambda}{S} \quad (4.8-8)$$

代入前面的 $\Delta\phi$ 和 S 的表达式

$$\frac{\frac{2\pi}{\lambda}(B\Delta L + L\Delta B)}{2\pi} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 / BL} \quad (4.8-9)$$

整理得到

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta B}{B} \quad (4.8-10)$$

于是可以得到由外加应力 $\varepsilon = \Delta L/L$ 引起的马赫-曾德尔干涉仪干涉峰值波长漂移为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = (1 + p_e')\varepsilon \quad (4.8-11)$$

式中， $p_e' = \frac{n_f p_e^f - n_s p_e^s}{n_s - n_f}$ ，为描述光纤应力变化导致双折射变化的常数，由光纤自身决定。因此只要通过光谱仪测量得到信号光谱的某一条干涉能量极大值的漂移量，即可解调出光纤所受到的应变 ε 。

4.8.3 光纤萨格纳克干涉仪

1. Sagnac 效应

萨格纳克 (Sagnac) 效应是由法国科学家萨格纳克于 1913 年提出的。在一个任意几何形状的闭合光学回路里，从任意一点发出的沿相反方向传播的两束光波，绕行一周返回到该点时，如果闭合光路在其平面内相对惯性空间有旋转，则两束光波的相位将发生变化。Sagnac 效应是光在旋转系中传播时产生的现象，严格来讲，Sagnac 效应必须采用广义相对论进行推导。本节根据经典力学中的速度合成公式推导出 Sagnac 效应的基本公式，这与采用广义相对论的计算结果是一致的。为分析简便，这里只考虑圆形光路，但结论可以推广到任意形状的闭合光路。

图 4-35 所示为一圆形光学环路 (也可以理解为一个 N 匝的光纤环路)，假定光学环路半径为 R ，旋转角速度为 Ω ，则光学环路上任意一点的切向速度为 $v_t = R \cdot \Omega$ 。静止时，光波经过 N 匝光学环路的顺时针和逆时针传播时间为 $t_{CW} = t_{CCW} = N \cdot 2\pi R / c$ ，其中 c 为真空中的光速 (假定光在真空中传播)。由于旋转，光波在闭合光路内传播 N 匝又回到出射点时，出射点已经发生了移动。这里可以有两种理解：一是认为光速不变，沿顺时针传播路程 $N \cdot 2\pi R$ 所需时间要比沿逆时针传播路程 $N \cdot 2\pi R$ 所需时间长；二是认为传播路程不变，顺时针的传播速度减小而逆时针的传播速度增大。这里采用后一种观点分析，根据经典力学的伽利略速度合成公式有

$$c_{CW} = c - R\Omega, \quad c_{CCW} = c + R\Omega$$

对应的传输时间分别变为

$$t_{CW} = \frac{N \cdot 2\pi R}{c_{CW}} = \frac{N \cdot 2\pi R}{c - R\Omega}, \quad t_{CCW} = \frac{N \cdot 2\pi R}{c_{CCW}} = \frac{N \cdot 2\pi R}{c + R\Omega} \quad (4.8-12)$$

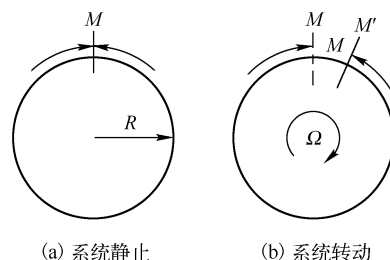


图 4-35 圆形光路中的 Sagnac 效应

沿顺时针和逆时针光波之间的相位差为

$$\phi_s = \frac{2\pi c}{\lambda_0} (t_{\text{CW}} - t_{\text{CCW}}) = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \cdot \frac{N \cdot 2\pi R \cdot 2R\Omega}{c^2 - (R\Omega)^2} \approx \frac{8\pi A}{\lambda_0 c} \cdot \Omega \quad (4.8-13)$$

式中, ϕ_s 为 Sagnac 相移, $A = N\pi R^2$ 为光纤环所围绕的面积, λ_0 为真空中波长。对于光在介质中传播的情形, 可以证明其相移大小与上式完全相同。

2. 光纤萨格纳克干涉仪基本原理

输入光经过耦合器后分成两束, 分别沿顺时针和逆时针方向在光纤环中传播, 最后又在耦合器中汇合并发生干涉。当光纤环转动时将引起两束光之间的相位差(光程差)变化, 从而使干涉条纹发生变化。由式(4.8-13), 光路转动导致的相位差为

$$\phi_s = \frac{8\pi A}{\lambda_0 c} \Omega \quad (4.8-14)$$

对于绕制 N 圈的光纤环而言, 光纤环的等效面积 A_L 并不是绕制的光纤环的面积, 而是光纤环面积乘以 N , 即

$$A_L = N \cdot \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 = \frac{(\pi ND) \cdot D}{4} = \frac{LD}{4} \quad (4.8-15)$$

式中, D 为光纤环的直径, L 为光纤的总长度。把上式代入式(4.8-14)可得

$$\phi_s = \frac{2\pi LD}{\lambda_0 c} \Omega \quad (4.8-16)$$

于是可以通过测量相位的变化量 ϕ_s 测得物体绕给定轴转动的角速度 Ω 。对于光纤陀螺而言, 光纤环可以绕制很多圈, L 非常大(约几千米长), 这使得极小的输入角速度可以得到比较大的 Sagnac 相移 ϕ_s , 使得光纤陀螺具有极高的灵敏度。

为简单起见, 考虑图 4-36(a)所示的由实际分束器(半反半透镜)构成的光纤环干涉仪。当在端口 B 检测干涉现象时, 尽管到达端口 B 的两束光的传播路程看似相同, 但顺时针光波在分束器上经历了两次反射。由于光路不同, 导致传播相位不同, 两束光波之间产生了一个附加相位。而对于端口 A 的干涉光波来说, 顺时针和逆时针光波在分束器上各经历了一次透射和一次反射, 到达端口 A 的两束干涉光波的光路完全相同, 它们之间的相位差为零。因此, 端口 A 的两束光波之间没有附加相位差, 称为互易性端口; 端口 B 的两束光波之间有附加相位差, 称为非互易性端口。这说明, 从入射端口返回的两束反向传播的光波具有结构互易性, 只有在两互易性端口检测干涉光波信号, 才能得到准确的 Sagnac 相移。因此, 除了光纤环的分束器外, 还需要第二个分束器, 将经环形干涉仪的端口 A 返回的干涉光波引出一部分到探测器, 如图 4-36(b)所示。

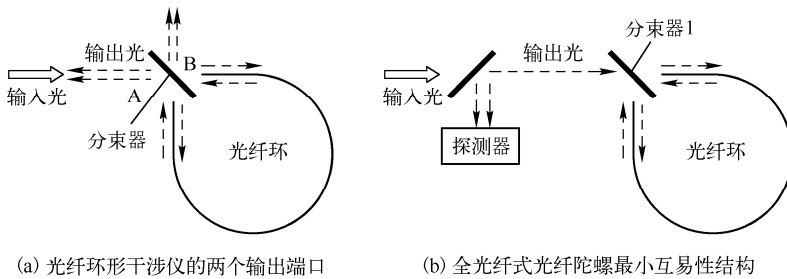


图 4-36 光纤陀螺的互易性结构

在光纤陀螺所用的环形干涉仪中, 具有理想分束比(50:50, 3dB)的 2×2 光纤耦合器取代

了分束器。与采用分束器的情况类似,这是一种全波导结构的光纤环形干涉仪,仍然存在互易性端口和非互易性端口。只有从输入端口输出光波时, Sagnac 干涉仪才具有互易性。图 4-37 所示为含有两个光纤耦合器的光纤萨格纳克干涉仪原理图。两个耦合器之间必须有一个偏振器,以保证偏振的互易性。

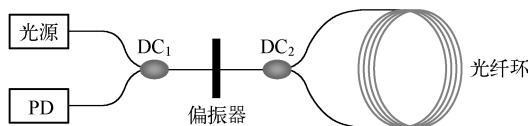


图 4-37 光纤萨格纳克干涉仪原理图

3. 干涉型光纤陀螺 (Interferometric Fiber-Optic Gyro, IFOG)

(1) 开环 IFOG 的基本组成

在一个电路系统中,开环和闭环是电路的两种状态,简言之即开环没有引入反馈而闭环引入了反馈元件。闭环 IFOG 的系统结构较为复杂,在此只介绍开环 IFOG。采用最小互易性结构的开环 IFOG 的结构如图 4-38 所示。它包括光路和电路两部分,其中光路部分包括超发光二极管光源、偏振器、光探测器、光纤线圈、光纤耦合器和压电陶瓷 (Piezoelectric ceramic, PZT) 等。从光源发出的光,经过耦合器 DC₁、偏振器和耦合器 DC₂ 分为两束,在光纤线圈中分别沿顺时针和逆时针方向传播,然后在耦合器 DC₁ 上再次汇合发生干涉。干涉光经过偏振器、耦合器 DC₂ 到达光探测器组件,转换为电信号,随后进行放大、滤波和解调。

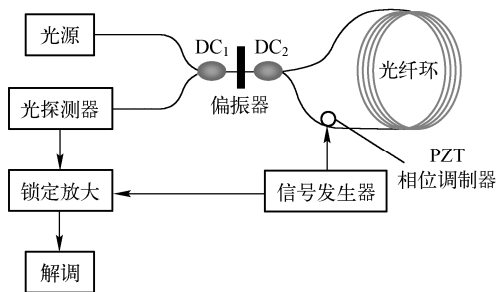


图 4-38 干涉型开环光纤陀螺系统结构

在合光点上,假设耦合器分光比为 1:1 且光路没有损耗,则顺时针光波和逆时针光波的光矢量为 $\vec{E}_{CW} = \vec{E}_{CCW} = (\vec{E}_0 / \sqrt{2}) e^{i\omega t}$, \vec{E}_0 为输入光振幅矢量。顺时针和逆时针传播的光波经叠加后的光矢量为 $\vec{E}_{out} = \vec{E}_{CW} e^{i\phi_s/2} + \vec{E}_{CCW} e^{-i\phi_s/2}$, ϕ_s 为 Sagnac 相移。如果两个光矢量的偏振相同,则干涉光波的输出光强为

$$\begin{aligned} I_D &= \langle \vec{E}_{out}^* \cdot \vec{E}_{out} \rangle = \langle (\vec{E}_{CW} e^{i\phi_s/2} + \vec{E}_{CCW} e^{-i\phi_s/2})^* (\vec{E}_{CW} e^{i\phi_s/2} + \vec{E}_{CCW} e^{-i\phi_s/2}) \rangle \\ &= \left| \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{2}} \right|^2 + \left| \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{2}} \right|^2 + 2 \left| \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{2}} \right| \cdot \left| \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{2}} \right| \cdot \cos \phi_s \\ &= |\vec{E}_0|^2 (1 + \cos \phi_s) = I_0 (1 + \cos \phi_s) \end{aligned} \quad (4.8-17)$$

干涉仪输出的光强变化与 Sagnac 相移的关系曲线如图 4-39 所示。

由于 I_D 是 ϕ_s 的余弦函数,由该曲线可以看出:

- ① 当 Sagnac 相移很小时,光纤陀螺输出对旋转角速率的灵敏度接近于零,即当 $\phi_s \rightarrow 0$ 时, $dI_D/d\phi_s \rightarrow 0$;
- ② 由于响应曲线的对称性,无法确定 Sagnac 相移的符号或旋转的方向;
- ③ 响应曲线具有周期性。为了唯一地确定旋转角速率的大小,开环光纤陀螺的测量范围 ϕ_s 必须位于第一个干涉条纹之内 ($-\pi/2$ 和 $+\pi/2$ 之间)。根据以上公式可得到测量速率为

$$\Omega_{\pm\pi/2} = \frac{\lambda_0 c}{4\pi RL} \cdot \left(\pm \frac{\pi}{2} \right) = \pm \frac{\lambda_0 c}{8RL} \quad \text{rad/s} \quad (4.8-18)$$

(2) 开环光纤陀螺的相位调制方法

为了解决光纤陀螺的检测灵敏度和旋转方向问题,可以给 Sagnac 干涉仪施加一个偏置相

位, 使干涉仪工作在响应灵敏度最大的点上。对探测器光强公式求微分, 得到探测器的灵敏度为

$$\frac{dI_D}{d\phi_s} = -I_0 \sin \phi_s \quad (4.8-19)$$

即当 $\phi_s = \pi/2$ 时, 光纤陀螺的相位检测灵敏度最大; 而 $\phi_s = 0$ 或 π 时, 灵敏度趋向于零。在实际应用中要求陀螺对小的角速率非常敏感, 这需要在陀螺中引入一个 $\phi_b = \pi/2$ 的非互易相位偏置。这样, 加非互易偏置后干涉仪探测器上的光强变为

$$I'_D = I_0 [1 + \cos(\phi_b + \phi_s)] = I_0 (1 - \sin \phi_s) \quad (4.8-20)$$

因而在 $\phi_s \rightarrow 0$ 时陀螺具有最大灵敏度, 并且此时 I'_D 是 ϕ_s 的正弦函数, 可以确定 Ω 的符号, 如图 4-40 所示。

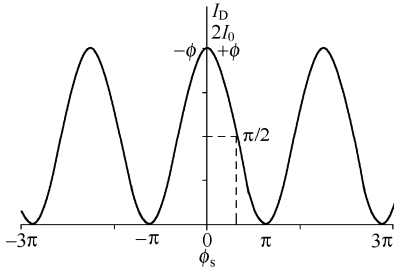


图 4-39 光纤陀螺的输出和 Sagnac 相移的关系曲线

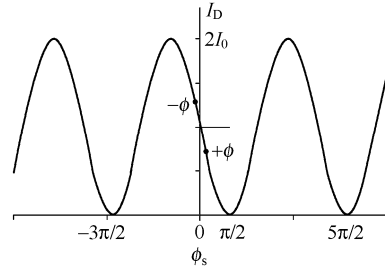


图 4-40 施加相位偏置后的输出和 Sagnac 相移的关系曲线

下面介绍 $\pi/2$ 相位调制的方法。在采用互易性结构的光纤陀螺中, 到达光探测器的两束反向传播光波被设计成精确地沿相同的光路传播, 旋转引起 Sagnac 相移是惟一的非互易相移源。但如果在光纤线圈的一端放置一个压电陶瓷 (PZT) 相位调制器, 则两束光波均被调制。必须注意的是, 虽然正反传播的两束光波都受到了调制, 但发生干涉的两束光波受到调制的时间不同, 两束光波产生相位差

$$\Delta\phi(t) = \phi_{CCW}(t) - \phi_{CW}(t) = \phi_m(t - \tau) - \phi_m(t) \quad (4.8-21)$$

式中, ϕ_{CW} 和 ϕ_{CCW} 分别代表光纤线圈中沿顺时针和逆时针方向传播的光波相位, τ 是通过整个光纤线圈长度的传输时间。常用的调制信号有两种: 正弦(余弦)调制和方波调制。假设加给 PZT 的调制信号为余弦信号, $\phi_m(t) = \phi_{m0} \cos \omega_m t$, 则有

$$\begin{aligned} \Delta\phi(t) &= \phi_{m0} \cos \omega_m (t - \tau) - \phi_{m0} \cos \omega_m t = 2\phi_{m0} \sin \frac{\omega_m \tau}{2} \sin \omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \\ &= \phi_0 \sin \omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.8-22)$$

式中, $\phi_0 = 2\phi_{m0} \sin \frac{\omega_m \tau}{2}$ 。因此施加调制后的干涉信号变为

$$I_D(\phi_s) = I_0 \{1 + \cos[\phi_s + \Delta\phi(t)]\} = I_0 \left\{1 + \cos \left[\phi_s + \phi_0 \sin \omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] \right\} \quad (4.8-23)$$

施加调制的目的是可以自动获得 ϕ_s 的正弦函数项, 相当于引入了一个 $\pi/2$ 相位偏置。

(3) 开环陀螺的检测原理

将式 (4.8-23) 代入式 (4.8-22), 忽略 $\Delta\phi(t)$ 中正弦项相位延迟 $\tau/2$, 根据贝塞尔函数展开式

$$\cos(\phi_0 \sin \omega_m t) = J_0(\phi_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\phi_0) \cos 2n\omega_m t \quad (4.8-24)$$

$$\sin(\phi_0 \sin \omega_m t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\phi_0) \sin(2n-1)\omega_m t \quad (4.8-25)$$

$$\text{则有 } I_D(t_0) = I_0 \left\{ 1 + [J_0(\phi_0) + 2J_2(\phi_0) \cos(2\omega_m t) + 2J_4(\phi_0) \cos(4\omega_m t) + \dots] \cdot \cos(\phi_s) - [2J_1(\phi_0) \sin(\omega_m t) + 2J_3(\phi_0) \sin(3\omega_m t) + \dots] \cdot \sin(\phi_s) \right\} \quad (4.8-26)$$

式中, J_n 是 n 阶贝塞尔函数。由上式可以看出, 正弦波调制光纤陀螺的开环输出含有 ω_m 的各次谐波。当陀螺静止时 ($\phi_s = 0$), 其输出仅含调制频率的偶次谐波, 其中以二次谐波为主; 当陀螺转动时 ($\phi_s \neq 0$), 则产生调制频率的奇次谐波, 其中以一次谐波为主。解调时通常利用锁相放大器将其一次谐波(与正弦波调制信号同频率提取出来)作为光纤陀螺的输出

$$I_1(\phi_s) = 2I_0 J_1(\phi_0) \sin(\phi_s) \quad (4.8-27)$$

当 $\phi_0 \approx 1.8 \text{ rad}$, $J_1(1.8) = 0.58$ 时, 对应着一阶贝塞尔函数的最大值, 如图 4-41 所示, 此时光纤陀螺的灵敏度达到最大。

在开环陀螺中, 偏置使光纤陀螺工作在对旋转速率最灵敏的工作点上, 但开环光纤陀螺的输出仍是旋转角速率的正弦函数, 因此测量范围有限, 标度因数线性度较差, 且光强、电路增益的漂移也会产生测量误差。

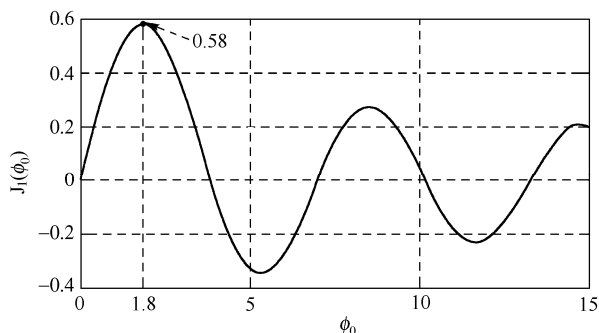


图 4-41 一阶贝塞尔函数

4.8.4 光纤法布里-珀罗干涉仪

1. F-P 干涉原理

迈克耳孙干涉仪、马赫-曾德尔干涉仪和 Sagnac 干涉仪都是基于双光束干涉原理, 而法布里-珀罗(Fabry-Perot, F-P)光纤干涉仪是一种多光束干涉仪, 其结构如图 4-43 所示。它由两块平行放置的部分反射、部分透射镜构成。在两个相对的反射镜表面镀有反射率大于 95% 的反射膜。激光器输出的光, 在两个反射面之间多次往返, 形成相互平行的多束光, 这些光形成多光束干涉, 并由探测器接收。反射率越大干涉条纹的锐度越大, 干涉条纹具有很高的分辨率, 使干涉测量具有极高的灵敏度。这是法布里-珀罗干涉仪最突出的优点。有关 F-P 多光束干涉原理的详细介绍见 1.2 节。

2. 光纤 F-P 干涉仪的类型

法布里-珀罗干涉仪中的核心部分是 F-P 腔。光纤中的 F-P 腔主要分为两种: 本征型 F-P 腔和非本征型 F-P 腔(外腔)。干涉型光纤传感的大部分的设计内容集中在信号解调设备上, F-P 干涉仪也不例外, 信号解调的方法因不同的情形以及不同的传感头而异。在此主要介绍传感头而不涉及信号解调。

(1) 本征型光纤 F-P 干涉仪

由本征型 F-P 腔构成的干涉仪称为本征型 F-P 干涉仪。“本征”意味着 F-P 腔必须包含在同一根光纤之内。本征型 F-P 腔需要在光纤内部制作芯内反射器, 这一制作过程相对困难, 主要是因为难以准确地控制反射器的反射率、透射率和损耗。其中一种制作方法是在两根单模光纤的端面上镀上一层极薄的反射膜(约为 100nm 量级), 并将两根镀膜光纤通过光纤熔接机熔

接到一起。必须注意的是熔接机电弧放电功率必须严格控制以避免薄膜的损坏。另一种方法是用紫外激光写入的方法制作光纤芯内反射器，即光纤布拉格光栅。

本征型光纤 F-P 腔的形式众多，大多离不开图 4-42 中给出的基本模型。在某些情况下，为了达到特定的传感目的会要求光纤满足一些特殊的物理特性，所使用的光纤可能并非普通的单模或多模光纤，此时可能会应用到特种光纤。

(2) 非本征型光纤 F-P 干涉仪

由非本征型 F-P 腔构成的干涉仪称为非本征型 F-P 光纤干涉仪。与本征型相对，“非本征”意味着光纤 F-P 腔并不在同一根光纤内，可能由两根分离的光纤或一根光纤与一个反射面构成谐振腔，如图 4-43 所示。

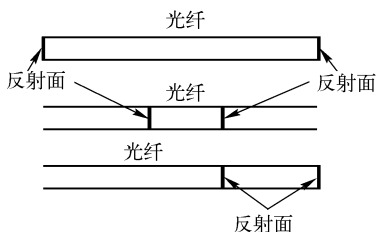


图 4-42 本征型光纤 F-P 腔结构

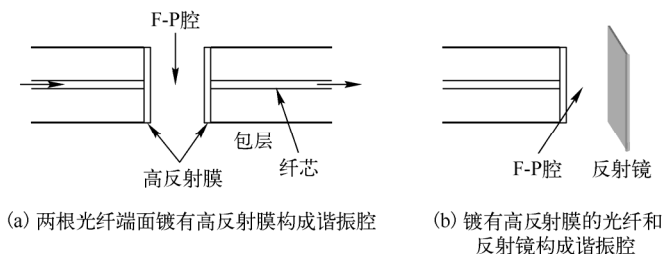


图 4-43 非本征型 F-P 腔基本结构

3. 光纤 F-P 干涉仪的应用

下面是 F-P 温度传感器的一个具体例子。利用 F-P 腔制作的传感头结构如图 4-44 所示。将两根端面镀膜的多模光纤插入到毛细管中形成 F-P 干涉腔，其中入射光纤用胶固定，调节反射光纤直到有合适的腔长大小后再用胶固定。F-P 腔不处于同一根光纤内，因此属于非本征型 F-P 传感器。

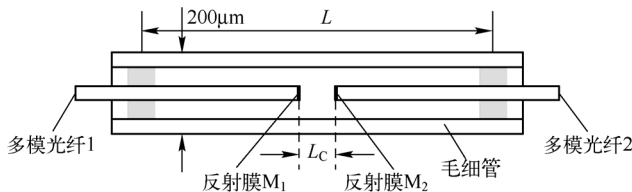


图 4-44 非本征型光纤温度传感器传感头结构

从多模光纤 1 中入射的宽谱光到达反射膜 M_1 后，一部分被反射回去，余下的一部分透射光在 M_1 和 M_2 之间来回反射，最终多束反射光在多模光纤 1 中发生干涉。假设光源发出的光波长为 λ ，经过 F-P 腔后当相邻两束反射回多模光纤 1 的光的光程差是 $\lambda/2$ 的整数倍时，在多模光纤 1 中就会出现干涉条纹。即当光程差 $\Delta = 2nG = m \cdot \lambda/2$ 时，将出现清晰的反射光干涉条纹；当入射为 $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ 的复色光时，仅当 $4nG$ 是波长 λ_i 的整数倍时，波长 λ_i 才被干涉加强。如果光源发出的是连续光谱，当 F-P 腔长度 G 随着温度的变化而变化时，总有某个波长的干涉条纹最亮，这属于波长调制型光纤传感。如果将这个波长的光通过棱镜折射到 CCD 线阵元上，不同的 CCD 的信号峰值点对应着不同的波长，即可实现测温。光纤温度传感器结构如图 4-45 所示。来自 LED 的宽谱光入射 3dB 耦合器的一个分路，并被导向 F-P 干涉传感器。被传感器调制的光信号反射回来并聚焦在一条直线上经过棱镜波长解调后被 CCD 接收。

设宽谱光源发出的光谱为 $I_s(\lambda)$ ，不同波长的光各自发生干涉，经传感头后干涉光谱

$$I(\lambda) = 2I_s(\lambda) \left[1 + K \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} h + \phi_0 \right) \right] \quad (4.8-28)$$

式中， K 为干涉光谱的可见度， h 为 F-P 腔的间隙并受温度的调制， ϕ_0 为初始干涉相位。由上式可知，干涉极大值对应着

$$\frac{4\pi}{\lambda_m} h + \phi_0 = m \cdot 2\pi \quad (4.8-29)$$

m 为干涉级次。上式可变化为。

$$h = \frac{(m \cdot 2\pi - \phi_0) \lambda_m}{4\pi} = \frac{K_m}{2} \lambda_m \quad (4.8-30)$$

上式中新定义了一个级数

$$K_m = \frac{m \cdot 2\pi - \phi_0}{2\pi} = m - \frac{\phi_0}{2\pi} \quad (4.8-31)$$

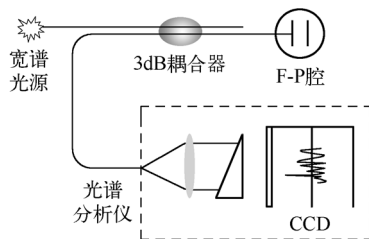


图 4-45 F-P 光纤温度传感器结构图

显然，对于以给定的干涉极大， K_m 为常数。如果已经标定好 h 与 λ 的对应关系，即 K_m 为已知，则很容易得到间隙 h 的大小。

光谱仪得到的光谱是近似周期变化的曲线，一整段光谱具有多个波峰和波谷。一种比较简便的信号处理方法是对光谱单峰值寻峰，即找到光谱的某一个峰值并通过标定好的对应关系得到 h 值。寻峰可以通过以下步骤来实现。首先，得到的干涉光谱的总体轮廓应该是准周期函数的形式，但轮廓上必然会存在非常多的振动，因此必须对光谱进行平滑处理；第二步，通过算法确定某一特定最大峰的大致位置，即最大峰 λ_m 处的波长范围，光谱仪上的像素与光波波长应该是一一对应的关系；最后，将光谱最大峰波长范围内 CCD 上所有的像素的光强进行比较，得到绝对最大值对应的像素位置，从而确定精确的峰值波长 λ_m 。

但峰值寻峰的处理方法对光谱仪的稳定性和寻峰算法的精度依赖性较强。由前面的公式可以推出间隙的变化量与峰值波长的变化量成正比，即

$$\frac{\Delta h}{\Delta \lambda_m} = \frac{h}{\lambda_m} \quad (4.8-32)$$

要想得到较高的精度，首先光谱仪必须要能够分辨极小的波长漂移 $\Delta \lambda_m$ ，其次光谱仪必须能够精确地找到峰值波长 λ_m 。传感系统的好坏很大程度上由光谱仪的质量决定。

4.9 光纤布拉格光栅传感技术

4.9.1 光纤布拉格光栅的原理

光纤光栅是利用光纤材料(主要是掺锗光纤)的光敏性，在光纤内形成折射率的周期性变化，从而改变光原有的传输路径，使光的传输方向和传输区域发生改变，相当于在光纤中形成了一定带宽的滤波器或者反射镜。通常的光纤，为了使纤芯的折射率高于包层的折射率，会在纤芯中掺入锗，包层仍然是纯石英，掺锗后的光纤具有光敏性而纯石英却没有，对纤芯用紫外曝光后可以使纤芯的折射率发生周期性的永久性变化，并形成一定的变化周期，所以称之为光栅。如图 4-46 所示，纤芯中颜色较深的地方表示折射率较大。

光纤光栅按光栅周期长短可以分为两种：一种是周期 Λ 较短，约为 $0.1\mu\text{m}$ 量级，称为光纤布拉格光栅；另一种是周期 Λ 较长，约为 $100\mu\text{m}$ 量级，称为长周期光纤光栅。本书中只讨论光纤布拉格光栅。光纤布拉格光栅可以把特定波长的光反射回去而其余波长的光通过，其

作用相当于一个滤波器。光栅周期和相应模式的传播常数之间需满足一定的条件，称为谐振条件。谐振条件可以由光学电磁理论推导出来。满足谐振条件的光发生衍射，前向传输的模式被耦合到向后传输，即被反射。可以由模式理论推导出光纤光栅的谐振条件，即光栅布拉格方程

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad (4.9-1)$$

式中， λ_B 是被光纤光栅反射光谱的中心波长， n_{eff} 为光纤的有效折射率， Λ 为布拉格光栅周期。图 4-47 为光纤光栅的示意图。

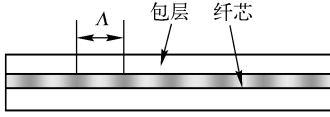


图 4-46 光纤光栅

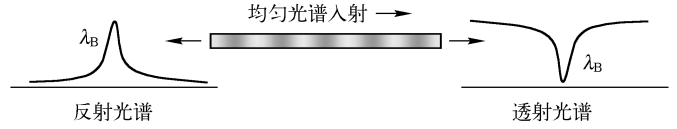


图 4-47 光纤光栅的示意图

4.9.2 光纤布拉格光栅的应变特性

由光栅布拉格方程 $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ 可见，光纤光栅的谐振波长(或反射中心波长)取决于光栅周期 Λ 和光栅区的有效折射率 n_{eff} ，任何能使这两个参量发生改变的物理过程都将引起光栅谐振波长的偏移。能够引起这两个参量发生改变的最直接和常见的原因就是应变和温漂，二者都能使 n_{eff} 和 Λ 发生变化。下面介绍仅在轴向应变作用下谐振波长的漂移特性。

在 $\lambda = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ 中，当仅考虑轴向应变时， λ 和 Λ 都是应变 ε 的函数，记为 $\lambda(\varepsilon)$ 和 $\Lambda(\varepsilon)$ ；把 n_{eff} 看作因变量， λ 和 Λ 看作自变量，可把有效折射率写为 $n_{\text{eff}}(\Lambda, \lambda)$ ；并设没有应变时的谐振波长和周期分别是 λ_0 和 Λ_0 。对谐振方程两边分别求全微分得

$$d\lambda = 2n_{\text{eff}} \cdot d\Lambda + 2\Lambda \cdot dn_{\text{eff}} \quad (4.9-2)$$

又由应变的定义 $d\varepsilon = d\Lambda / \Lambda_0$ ，可得 $d\Lambda = \Lambda_0 d\varepsilon$ ，将 $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\Lambda, \lambda)$ 两边全微分可得 $dn_{\text{eff}} = \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \varepsilon} d\varepsilon + \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} d\lambda$ ，代入式 (4.9-2) 中移项整理得

$$\frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \lambda_0 \frac{1 + \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \varepsilon}}{1 - \lambda_0 \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda}} \quad (4.9-3)$$

对一般的光纤而言， n_{eff} 在谐振波长发生漂移的范围内变化不大，即认为 $\left| \lambda_0 \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \right| \rightarrow 0$ 。因此光纤布拉格光栅的轴向应变灵敏度可写为

$$S_{B,\varepsilon} = \frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \lambda_0 \left(1 + \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \varepsilon} \right) \quad (4.9-4)$$

$\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \varepsilon}$ 的表达式可以利用弹光效应近似方法给出，利用得到的结果就可以估算出光纤布拉格光栅的应变灵敏度。

以光纤轴为 z 轴， x 、 y 轴在光纤的截面内。当光纤受到 z 轴的拉力时产生该方向上的应变 ε ，即 $\varepsilon_3 = \varepsilon$ 。根据泊松效应，在 x 和 y 方向也产生应变，应变大小分别是 $\varepsilon_1 = -\mu\varepsilon$ 和 $\varepsilon_2 = -\mu\varepsilon$ ，其中 μ 为泊松比，负号表示当光纤受到拉伸时纤芯半径变小，相对变化量 $dr/r = -\mu\varepsilon$ 。这里近似认为光纤的纤芯和包层的弹光系数相同，应变方程均可写为

$$\begin{bmatrix} \Delta B_1 \\ \Delta B_2 \\ \Delta B_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} \\ P_{12} & P_{12} & P_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\mu\varepsilon \\ -\mu\varepsilon \\ \varepsilon \end{bmatrix} \quad (4.9-5)$$

由应变方程可以求出当存在轴向应变时, 晶体的折射率椭球为

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + [P_{12} - \mu(P_{11} + P_{12})\varepsilon] \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + [P_{12} - \mu(P_{11} + P_{12})\varepsilon] \right\} + z^2 \left[\frac{1}{n^2} + (P_{11} - 2\mu P_{12})\varepsilon \right] = 1 \quad (4.9-6)$$

由于纤芯和包层的弹光系数相同, 所以在纤芯和包层中的横向(x、y 方向)和纵向(z 方向)电场折射率变化可写为同一种形式, 分别为

$$n_t = n - \frac{1}{2}n^3 [P_{12} - \mu(P_{11} + P_{12})\varepsilon], \quad n_z = n - \frac{1}{2}n^3 (P_{11} - 2\mu P_{12})\varepsilon \quad (4.9-7)$$

式中, n 分别表示纤芯和包层中的折射率。

普通单模光纤传输的是 HE_{11} 模, 这意味着电场既有纵向分量也有横向分量, 但实际上纵向分量比横向分量小得多, 因此起主要作用的是横向折射率 n_{1t} , 可以把纤芯模的有效折射率 n_{eff} 近似为 n_{1t} , 下标 1 代表纤芯, 所以有

$$\frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{n_{1t}} \frac{\partial n_{1t}}{\partial \varepsilon} \quad (4.9-8)$$

$$\text{又} \quad \frac{1}{n_{1t}} \frac{\partial n_{1t}}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{2}n_1^2 [P_{12} - \mu(P_{11} + P_{12})] \quad (4.9-9)$$

$$\text{代入轴向灵敏度计算公式} \quad \frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \lambda_0 \left(1 + \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \varepsilon} \right) = \lambda_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2}n_1^2 [P_{12} - \mu(P_{11} + P_{12})] \right\} \quad (4.9-10)$$

$$\text{或简记为} \quad K_{B,\varepsilon} = \frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \lambda_0 (1 - P_e) \quad (4.9-11)$$

式中, $P_e = \frac{1}{2}n_1^2 [P_{12} - \mu(P_{11} + P_{12})]$ 称为有效弹光系数。对于以熔融石英为主的光纤, $\mu = 0.16$, $P_{11} = 0.113$, $P_{12} = 0.252$, $n_1 = 1.4682$, 算得 $P_e = 0.217$, 并得到应变灵敏度为

$$d\lambda / \lambda_0 = 0.783d\varepsilon \quad (4.9-12)$$

若取波长 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$, 则有 $d\lambda / d\varepsilon = 1.21\text{nm/m}\varepsilon$, 即当光纤长度增加 1‰ 时, 中心反射波长漂移 1.21nm, 且光栅周期大小变化与反射谱的中心波长漂移量成正比。

4.9.3 光纤布拉格光栅的温度传感特性

除了应变之外, 温度也会引起光纤布拉格光栅谐振波长的漂移。从物理本质上来说, 温度引起波长漂移的原因主要有三个方面: 光纤材料的热光效应、热膨胀效应及光纤内部热应力引起的弹光效应。为了能够建立光纤光栅温度传感器的数学模型, 在此做几点假设。

(1) 仅考虑裸光纤即光纤纤芯和包层的热效应对光纤光栅的影响, 忽略涂覆层等材料在外界温度变化时产生的热效应。不同的涂覆层在外界温度变化时也会产生热效应, 而且不同材料的影响差别会很大, 所以这里不考虑它们的影响。

(2) 仅考虑热光效应的线性膨胀区, 并忽略温度对热膨胀系数的影响。由于石英材料的软化温度较高(约 1730°C), 所以在温度不太高时完全可以忽略温度对热膨胀系数的影响。认为热膨胀系数在测量的温度范围内始终保持为常数。

(3) 在所考虑的波长与温度范围内, 认为热光系数是常数, 与波长没有关系, 只与光纤的材料有关。

(4) 仅考虑温度均匀分布的情况, 忽略光纤光栅不同位置之间的温度差异。因为一般光纤

光栅的长度仅为 1cm 左右，所以这一近似并不会引起较为显著的误差。

基于以上几点假设即可得到光纤布拉格光栅传感的数学模型。与应变传感特性类似，利用布拉格方程 $\lambda = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ ，可以得到应变灵敏度。设光栅在某一固定温度时未受应力状态下的周期为 Λ_0 ，热膨胀系数为 α_T ，热光系数为 ξ 。

热光效应是指当材料的温度发生变化时，材料的折射率发生改变的现象。定义为在单位温度变化范围内折射率的相对漂移，即

$$\xi = \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (4.9-13)$$

实验表明，在一定温度范围内 ξ 为常数。对光纤而言，纤芯和包层的材料不同，热光系数也略有差别。对单模光纤，光能主要在纤芯内传播，包层的热光效应对纤芯模影响不大。因此在讨论光纤布拉格光栅时，对纤芯和包层的热光系数不加区分。然而长周期光纤光栅的情况则不同了，在这里不予讨论。

热膨胀效应即指温度变化引起光纤热胀冷缩的效应，用热膨胀系数 α_T 表示。热膨胀效应引起光纤内布拉格光栅周期 Λ 的变化。设 Λ_0 为温度为 T_0 时光栅的周期，则当温度为 T 时，光栅周期可表示为

$$\Lambda = \Lambda_0 [1 + \alpha(T - T_0)] \quad (4.9-14)$$

对布拉格方程两边求全微分有

$$d\lambda = 2n_{\text{eff}} \cdot d\Lambda + 2\Lambda \cdot dn_{\text{eff}} \quad (4.9-15)$$

从上式可以看到，影响布拉格光栅反射谱峰值波长漂移的因素只有两个：光栅周期漂移和折射率漂移。然而恰好热光效应引起折射率的变化，热膨胀效应引起光栅周期变化，二者共同导致折射率的漂移。无应变时，光栅周期的变化仅由热膨胀效应所致，可表示为

$$d\Lambda = \frac{\partial \Lambda}{\partial T} dT = \alpha \Lambda_0 dT \quad (4.9-16)$$

注意到任何材料的折射率均与波长相关，因此光栅纤芯折射率的变化不仅包括热光效应的贡献，而且也与波长漂移有关，可表示为

$$dn_{\text{eff}} = \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} dT + \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} d\lambda \quad (4.9-17)$$

将式 (4.9-15) 和式 (4.9-16) 代入式 (4.9-17)，并利用光栅方程 $\lambda_0 = 2n_{\text{eff}}\Lambda_0$ ，得

$$\begin{aligned} d\lambda &= 2n_{\text{eff}}\alpha\Lambda_0 dT + 2\Lambda_0 \left(\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} dT + \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} d\lambda \right) \\ &= \lambda_0 \alpha dT + \frac{\lambda_0}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} dT + \frac{\lambda_0}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} d\lambda \end{aligned} \quad (4.9-18)$$

对于光纤石英纤芯材料，在波长范围不大的情况下，纤芯有效折射率的变化值极小，式 (4.9-18) 中的最后一项可忽略，得

$$d\lambda = \lambda_0 \alpha dT + \frac{\lambda_0}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} dT \quad (4.9-19)$$

因此可得，光纤光栅温变灵敏度为

$$S_{B,T} = \frac{d\lambda}{dT} = \lambda_0 \left(\alpha + \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} \right) \quad (4.9-20)$$

显然，要计算温度灵敏度，需要利用热光系数得到纤芯和包层的折射率随温度的变化关系，计算出 $\frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T}$ ，再代入式 (4.9-20) 得到 $S_{B,T}$ 。但这样比较麻烦，且对每一个波长都要计

算一次。可以利用近似关系来估计 $S_{B,T}$ 值。对纤芯模，有效折射率 n_{eff} 和纤芯的折射率 n_1 较接近，因此可以认为纤芯材料的热光系数与利用有效折射率得到的热光系数相同，即

$$\xi = \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{dn_{\text{eff}}}{dT} \quad (4.9-21)$$

于是

$$S_{B,T} = \frac{d\lambda}{dT} = \lambda_0 (\alpha + \xi) \quad (4.9-22)$$

对于掺铈的石英光纤，取 $\alpha = 5.5 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ ， $\xi = 6.4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ，则

$$S_{B,T} = 7.0 \times 10^{-6} \lambda_0 \quad (4.9-23)$$

当 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$ 时， $S_{B,T} = 0.0109\text{nm}/^\circ\text{C}$ 。

从前面的分析可以看到，光栅的波长漂移与应变及温度变化都成线性关系，这方便了测量时的数据处理。但当应变和温度变化范围较大时，波长漂移与应变及温度变化不完全成线性关系。通常情况下，按线性关系处理可以满足一般的精度要求。

4.9.4 光纤光栅传感系统的基本组成

按在纤芯中写入光栅的周期大小来分，光纤光栅可分为两种：光纤布拉格光栅和长周期光纤光栅。由于长周期光纤光栅主要用于对光纤光谱进行滤波，而用于传感的绝大多数是光纤布拉格光栅，因此在此只讨论光纤布拉格光栅，在本节中光纤光栅全部指光纤布拉格光栅。

光纤光栅传感器的原理图如图 4-48 所示。宽谱光源 (如 SLED 或自发放大辐射 (ASE) 光源等) 将有一定带宽的光通过光耦合器或者光环形器入射到光纤光栅中，由于光纤光栅的波长选择性作用，符合条件的光波被反射回来，再通过耦合器或者光环形器送入解调装置，测出光纤光栅的反射波长变化。当用布拉格光纤光栅作为探头测量外界温度、压力或应力等被测量时，光栅自身的折射率或栅距 (光栅周期) 发生变化，从而引起反射波长的变化，解调装置即通过检测波长的变化推导出外界被测温度、压力或应力大小。

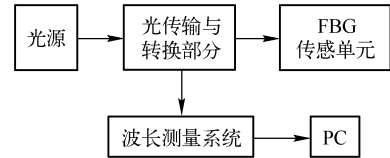


图 4-48 光纤光栅传感器原理图

在光纤光栅传感系统中，通常采用宽谱光源，如发光二极管、放大自发辐射 (ASE) 光源、超发光二极管等；光传输与转换部分包括各种光纤器件，如耦合器、隔离器、环形器、光开关、波分复用器等；波长测量系统通常是光谱仪，但有时也采用外差干涉的方式测量 FBG 返回的峰值波长漂移。

4.9.5 光纤光栅传感器的敏感性

施加应变和改变温度均可改变光纤光栅的周期和光栅折射率，使其反射或透射波长产生一定的漂移量。然而，未经封装的光纤光栅 (裸光纤光栅) 的温度和应变灵敏度均很低，一般不能用于传感测量，而需要对其增敏以提高测量的灵敏度。对于 $\lambda_0 = 1550\text{nm}$ 波段的石英光纤，上一节中在给定的条件下已经推导了其应变灵敏度为 $1.21 \times 10^{-3} \text{nm}/\mu\epsilon$ ，温度灵敏度为 $1.09 \times 10^{-2} \text{nm}/^\circ\text{C}$ 。这一灵敏度值无法应用于光纤传感，因为普通的检测手段根本检测不到极小的波长漂移。

通过改变光纤的成分、结构及植入衬底材料等方式，可以增加或降低光纤光栅的敏感性，并可以进行保护性封装。在光纤光栅传感器的设计与应用中，光纤光栅的增敏和封装是相辅相成的，往往考虑一并处理。采用特殊的结构设计并选用适宜的衬底材料来粘贴或埋入，是光纤光栅增敏或减敏封装的有效方式。对敏化封装的光纤光栅而言，其波长相对漂移 $\Delta\lambda/\lambda_0$ 与应变

ε 及温变 ΔT 的关系式为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = (1 - p_e)\varepsilon + [\alpha_T + \xi + (1 - p_e)(\alpha_s - \alpha_T)]\Delta T \quad (4.9-24)$$

式中, p_e 为光纤的有效弹光系数; α_T 和 ξ 分别是纤芯的热膨胀系数和热光系数; α_s 为衬底的热膨胀系数。衬底材料选用大热膨胀系数材料、负温度材料等以增大或减小温敏系数, 并可以设计成悬臂梁、简支梁等形式以增大应变对的敏感度。下面着重讨论光纤光栅的温度增敏和减敏, 应变的增敏在后面结合具体的例子另行讨论。

在不考虑应变条件下, 仅由温度漂移带来的波长漂移量为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = [\alpha_T + \xi + (1 - p_e)(\alpha_s - \alpha_T)]\Delta T \quad (4.9-25)$$

如果选用热膨胀系数较大的材料 ($\alpha_s \gg \alpha_T, \xi$) 作为衬底 (如有机材料、合金等), 则可以加大 ΔT 前面的比例系数, 以较小的温度变化得到较大的反射峰值波长漂移, 此时系统适用于对温度进行传感; 如果选用热膨胀系数 $\alpha_s < 0$ 的材料作为衬底, 则可以使得由热效应带来的衬底和光纤的变化相互抵消, 实现光纤对温度的不敏感, 有

$$\alpha_T + \xi + (1 - p_e)(\alpha_s - \alpha_T) = 0 \quad (4.9-26)$$

解出衬底的热膨胀系数为

$$\alpha_s = -\frac{p_e\alpha_T + \xi}{1 - p_e} \quad (4.9-27)$$

此时系统适用于测量应变大小; 如果在给定应变的条件下选择大小合适的负温度系数材料, 可使光纤光栅的应变与温度二者之间的效应相互抵消, 从而使 $\Delta\lambda/\lambda_0$ 减小甚至趋近于零, 达到温度补偿的目的。

4.9.6 光纤光栅温度与应变交叉敏感特性

在光纤光栅实际应用中温度变化和应变变化同时存在, 而传感器对温度和应变都是敏感的。当光纤光栅用于测量时, 无法分辨出应变和温度分别引起的波长变化, 波长漂移是温变和应变的共同结果。因此在实际应用时必须采取措施进行补偿或区分。目前, 这一问题主要有三种解决途径: 第一种是温度补偿方案, 即同时测量应变和温度两个参数, 其原理是通过某种方法抵消温度扰动引起的光纤光栅谐振波长的漂移, 使应变测量不受环境温度变化的影响; 第二种方案是利用两个参量共同对应变和温度进行编码, 通过解方程组确定应变和温度的大小; 第三种方案是设计差分式传感结构, 以抑制共模信号 (温变), 放大差模信号 (应变)。在此主要讨论第二种和第三种方案。

第二种方案的实现方法是在同一根光纤的两个比较接近的位置写入谐振波长 (或光栅周期) 相差很大的两个光栅。在利用光纤光栅进行单纯的温度测量时, 可以将其置于无应变的环境中, 这时不存在交叉敏感问题, 因此单根光纤光栅即可实现测温。当利用光纤光栅进行应变测量时, 温度变化无法避免, 除非采用严格的温控措施 (这在大多数实际应用中是不现实的), 因此必须解决温度和应变的交叉敏感问题。利用谐振波长不同的两个光纤光栅, 置于变化的温度场中, 求解二元二次方程组得到 ΔT 和 $\Delta\varepsilon$ 。此时两根光纤光栅波长的相对漂移分别为

$$\begin{cases} \Delta\lambda_1/\lambda_1 = K_{B_1,T}\Delta T + K_{B_1,\varepsilon}\Delta\varepsilon \\ \Delta\lambda_2/\lambda_2 = K_{B_2,T}\Delta T + K_{B_2,\varepsilon}\Delta\varepsilon \end{cases} \quad (4.9-28)$$

其中, $K_{B,T} = \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT}$ 和 $K_{B,\varepsilon} = \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{d\varepsilon}$ 为温度和应变的相对灵敏度。上式写成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 / \lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 / \lambda_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{B_1,T} & K_{B_1,\varepsilon} \\ K_{B_2,T} & K_{B_2,\varepsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta\varepsilon \end{bmatrix} \quad (4.9-29)$$

要想通过检测到的反射光谱峰值波长漂移 $\Delta\lambda_1 / \lambda_1$ 和 $\Delta\lambda_2 / \lambda_2$ 解调出 ΔT 和 $\Delta\varepsilon$ ，则必须要求

$$\begin{vmatrix} K_{B_1,T} & K_{B_1,\varepsilon} \\ K_{B_2,T} & K_{B_2,\varepsilon} \end{vmatrix} \neq 0 \quad (4.9-30)$$

即 $K_{B_1,T} / K_{B_2,T} \neq K_{B_1,\varepsilon} / K_{B_2,\varepsilon}$ ，这相当于要求两个光栅具备不同的特性。然而，在同一根光纤中重叠写入两个谐振波长不同的光栅是不现实的，可以稍加改动采用下述方法实现。

在同一根光纤上临近的两个位置写入周期不同的光栅，此时可以认为两根光栅处于相同的温度场中，但其中一根光栅不受应变影响，而处于自由伸直状态，可以通过让夹具夹在两光栅的某点处实现。设第二根光纤光栅处于无应力状态，即 $K_{B_2,\varepsilon} = 0$ ，式 (4.9-29) 改写为

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 / \lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 / \lambda_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{B_1,T} & K_{B_1,\varepsilon} \\ K_{B_2,T} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta\varepsilon \end{bmatrix} \quad (4.9-31)$$

这种情况保证了矩阵的系数行列式不为 0，即可计算出应变大小 $\Delta\varepsilon$ 。

第三种方案是将两根不同谐振波长的光栅分别粘贴在同一弹性敏感元件的两侧 (如悬臂梁)，当弹性敏感元件发生应变时，一侧的光栅产生拉伸应变，另一侧的光栅产生压缩应变，此时两根光栅的应变灵敏度大小相等但符号相反，而温度灵敏度相同，从而可以利用式 (4.9-31) 来测量温度和应变。

4.9.7 光纤光栅传感器的波长解调技术

光纤光栅通过光栅谐振波长的变化来反映被测物理量的变化，实际上是外界环境对波长的编码，由此可见，对光栅谐振波长变化的高精度测量是实现光纤光栅精确测量必不可少的一个环节。波长解调就是对受到被测物理量调制的波长信号进行测量，即测量光纤光栅反射波长的微小变化。从上一节中的分析可知，光纤光栅传感器的应变和温度灵敏度都非常小，例如要分辨 0.1°C 的温度或 $1\mu\text{m}$ 的应变需要约 1pm 的波长分辨率，因此需要高灵敏的波长测量方法。

目前，针对波长测量问题提出了多种波长解调方法，如光谱分析法、可调谐光纤光栅滤波法、可调谐光源检测法、可调谐 F-P 滤波法、非平衡 M-Z 干涉仪检测法、阵列光波导法、光纤 M-Z 干涉法、啁啾光栅解调等。这些方法有各自的优缺点和适用范围，下面仅介绍其中的几种。

(1) 光谱分析法

光谱分析法是最基本的波长解调方法，实验室里通常都采用这种方法来检测光纤光栅的波长偏移。这种方法结构相对简单，通常适用于实验室中传统的以色散棱镜或衍射光栅为基础的光谱仪测量波长变化，是一种最基本的方法，其示意图如图 4-49 所示。

如果采用高精度的光谱仪，测量将可以达到较高的精度。其缺点是仪器体积大，价格昂贵，无法满足工程上不同环境下的检测，而只能用于实验室。

(2) 可调谐光纤光栅滤波法

可调谐光纤光栅滤波法也称为匹配光纤光栅滤波法。这种方法需要借助于另外的光纤光栅 (称为参考光纤光栅)，在驱动元件的作用下使参考光纤光栅的谐振波长跟踪传感光纤光栅的谐振波长的变化，通过测量驱动元件的驱动信号来获得作用于传感光栅的物理量 (见图 4-50)。



图 4-49 光谱分析法波长解调示意图

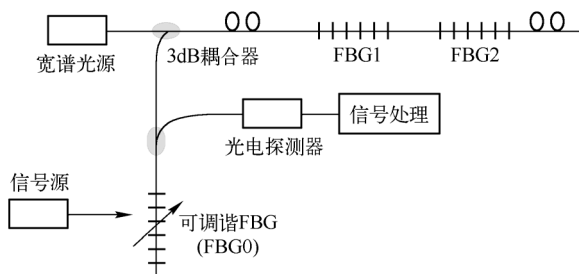


图 4-50 可调谐光纤光栅滤波法示意图

宽带光源的波长分布覆盖光栅反射波长变化的范围。FBG0 是一个可调谐的参考光纤光栅，它固定在压电陶瓷上，压电陶瓷由线性电压驱动，从而可以对参考光纤光栅 (FBG0) 的谐振波长进行调谐，其波长变化范围能够覆盖传感光纤光栅的波长变化区间，也可以通过其他方法 (如悬臂梁) 实现调谐。参考光纤光栅的电压及其与波长的关系已被标定，有确定的关系。在图 4-50 中，当参考光纤光栅的反射波长和某一个传感光纤光栅的反射波长匹配时，光电探测器探测到光强出现最大值。

当单个参考光纤光栅的调谐范围不能覆盖传感光纤光栅的波长范围时，可以采用由多个匹配光纤光栅构成的光栅阵列，调谐光纤光栅与传感光纤光栅一一对应，波长范围互不重叠。匹配光纤光栅之间并联连接，可以通过耦合器同时接在反射光纤上或用光开关分时接入反射光纤光栅。

可调谐光纤光栅滤波法的优点是结构简单，而且对反射光光强无特别要求，强度噪声不会对输出结果有影响。这种方法的不足之处是：由于受参考光纤的调谐范围限制，传感光纤的测量范围不会太大；由于压电陶瓷的响应速度有限，这种方法只适用于测量静态或低频的物理量。由此可见可调谐光纤光栅滤波法只适用于低频小范围变化的物理量的测量。

(3) 可调谐光源检测法

可调谐光源检测法和可调谐光纤光栅滤波法不同但有些类似。这种方法通过调节光纤激光器的输出波长，使之与光纤光栅的反射波长相匹配。系统示意图如图 4-51 所示。

从可调谐光源发出的激光经耦合器输出到传感光纤光栅，其反射光经耦合器直接输出到光电探测器上，再经信号放大、处理并显示测量结果。调谐光源时，光电探测器的输出光强会发生变化，当传感光纤光栅的波长和激光器的波长一致，且各光纤光栅的谐振波长一致时，输出信号最强。各光纤光栅的谐振波长的变化互不重叠，因此，当输出光强最大时，读出光源的波长即为相应光纤光栅的谐振波长。这种方法简单，但要求可调谐的光源有较高的波长分辨率。



图 4-51 可调谐光源检测法示意图

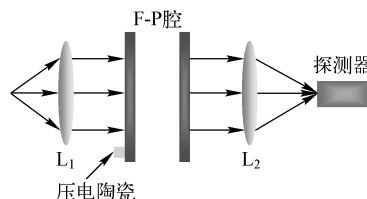


图 4-52 可调谐 F-P 腔示意图

(4) 可调谐 F-P 滤波法

这种方法的原理是：F-P 腔可以作为一个窄带滤波器，在一定波长范围内，当平行光入射到 F-P 腔，满足相干条件的某些特定波长的光会发生干涉，出现干涉最强。

反射光被耦合进 F-P 腔，输出光通过光电探测器进行测量。通过施加在 F-P 控制器 (压电

陶瓷)上的电压对 F-P 腔的腔长进行调节,用以改变其输出光的波长,这相当于一个可调谐滤波器。当 F-P 滤波器的波长和传感光纤光栅的波长一致时,光电探测器探测到最大光强。所加电压与波长之间的对应关系是已知的,当光强最大时,读出电压值就可以测出此时的反射波长。在实际应用中, F-P 腔的可变波长范围应覆盖光栅所能达到的波长区间。

从宽带光源发出的光经隔离器传送到光纤光栅传感器。光纤光栅传感器反射回的光经过一个 3dB 耦合器引入到可调谐 F-P 腔中。可调谐 F-P 腔的示意图如图 4-52 所示。从光纤入射的光经透镜 L_1 变成平行光入射 F-P 腔内,出射光经透镜 L_2 会聚到光电探测器上。构成 F-P 的两个高反射镜中的一个固定,另一个可移动且背面贴有一个压电陶瓷。给压电陶瓷加上扫描电压,压电陶瓷产生伸缩,从而改变 F-P 腔的腔长,使透过 F-P 腔的光波长发生改变。若 F-P 腔的透射波长与光纤光栅的反射波长重合,则光电探测器能探测到最大光强,此时给压电陶瓷施加的电压值就代表了光纤光栅的反射波长。

这种方法与可调谐光纤光栅滤波法类似,差别在于用可调谐 F-P 腔代替了匹配光纤光栅,而 F-P 腔的输出波长变化范围比光纤光栅的谐振波长变化范围大,对于复用的传感系统,利用 F-P 滤波器的波长扫描可以寻址多个光纤光栅传感单元,因此有更大的容量。

(5) 阵列光波导法

随着平面光波导技术的发展,不同波长的光通过特殊结构的阵列波导光栅(Arrayed Waveguide Gratings, AWG)后,可以在空间上分开,从光波导中的不同位置传播出来,可用于波长的偏移检测,如图 4-53 所示。

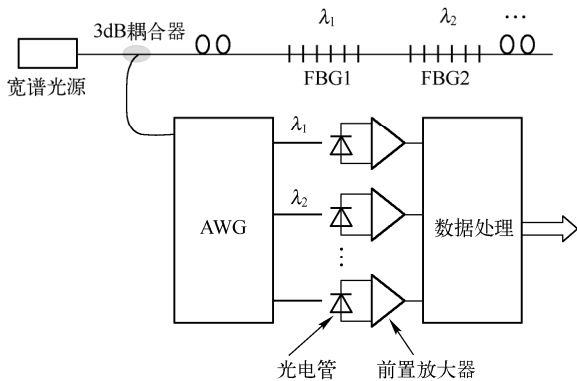


图 4-53 阵列光波导法波长解调原理图

AWG 可以将入射光分成不同波长的窄带,并进入到不同的通道传输。每一个光纤布拉格光栅的中心波长 λ_i 随着被测量的变化而出现偏移,但其变化范围都在相邻的 AWG 的两个通道的中心波长之间,从而避免解调时的相互干扰。同时,每个窄带光通道中出来的光信号也就对应着一个光纤光栅传感器。光电管的输出经过前置放大器进入数据处理器中,通过数据处理器对前置放大器输出信号的检测就能确定相应光电管的电流变化。正常情况下,各个通道的中心波长对应各个光纤光栅的中心波长,一旦现场的温度或应力发生变化,相应光纤光栅的反射中心波长就会发生偏移,而这会使反射光在相应通道中透过的光强发生变化(减弱),从而引起对应电流的变化,这样就可以检测到被测量的变化。

4.9.8 光纤光栅传感器应用技术

光纤布拉格光栅的用途十分广泛,但总体可以分为两大主要领域:光纤通信和光纤传感,这其中包含了制作多种类型的光学器件。在光纤传感中,光纤光栅主要用于测量温度与应变,

进而转化为测量多种多样的与力有关的物理量，如振动、压强、加速度等；在光通信中，可利用其制作光纤光栅激光器、增益平坦器、色散补偿器、光编解码器等。在此仅举例介绍光纤光栅在传感领域的应用。

1. 光纤光栅加速度计

加速度计是惯性导航系统的重要元件之一，目前的加速度计大多采用微机械结构。这类加速度计精度较高，但机械结构复杂、安装要求严格、成本高且抗电磁干扰能力较差。光纤光栅加速度计是一种新型的波长调制型光纤加速度计，具有光路简单、检测方法灵活、对光源强度波动及外界干扰不敏感等特点，是未来加速度计的一个重要发展方向，已得到广泛的应用。另一方面，光纤光栅加速度计可用于分布式传感，且光纤光栅具有可批量生产能力，使得它在光纤传感领域倍受青睐。研究的焦点正在向高精度、完善解调方法、复用技术以及降低成本等方向发展。下面介绍一种利用光纤光栅应变特性进行传感的加速度计。

当写有光栅的光纤受到纵向拉力时，光纤将发生形变，带动光纤内部的光栅周期发生变化，导致光纤光栅反射谱峰值波长的漂移。考虑一个包含质量块的基座，基座与质量块之间通过连接体连接，当基座有加速度时，物体与质量块之间的连接体将产生形变。这一系统可等效为由质量块和弹簧组成。光纤光栅嵌入在连接体内，随连接体一起产生形变，通过检测光纤光栅的反射峰值波长可实现对加速度的测量。传感头的结构如图 4-54 所示。

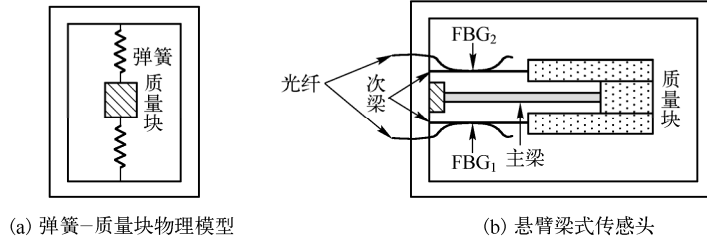


图 4-54 光纤光栅加速度计传感头结构

图(a)中的质量块等同于图(b)中的质量块；图(a)中的弹簧等同于图(b)中的主梁与次梁。主梁起到支撑质量块的作用，提供加速度带来的作用力，次梁所提供的力可以忽略，主要用来连接光纤光栅。当基座有一纵向的加速度时，主梁和次梁都将发生弯曲。光纤光栅紧粘在次臂梁上；当基座加速度方向向上时，质量块相对于基座下移。注意到 FBG_1 和 FBG_2 分别贴在两个次悬臂梁的外侧， FBG_1 被拉伸， FBG_2 被压缩。这与 4.9.6 节中所述的第三种方案完全相同。已有理论证明两根光纤光栅受到的应力大小相同，符号相反，即

$$\Delta \varepsilon_1 = -\Delta \varepsilon_2 = \Delta \varepsilon \quad (4.9-32)$$

考虑到传感头体积较小，两根布拉格光栅受到的温变相同，即 $\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T$ 。根据光纤光栅布拉格方程

$$\begin{cases} \Delta \lambda_1 / \lambda_1 = K_{B1,T} \Delta T_1 + K_{B1,\varepsilon} \Delta \varepsilon_1 \\ \Delta \lambda_2 / \lambda_2 = K_{B2,T} \Delta T_2 + K_{B2,\varepsilon} \Delta \varepsilon_2 \end{cases} \quad (4.9-33)$$

由于两根光栅自身特性完全相同，于是有 $K_{B1,T} = K_{B2,T} = K_{B,T}$ ， $K_{B1,\varepsilon} = K_{B2,\varepsilon} = K_{B,\varepsilon}$ ，以及 $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_0$ ，光纤光栅布拉格方程可改写为

$$\begin{cases} \Delta \lambda_1 / \lambda_0 = K_{B,T} \Delta T + K_{B,\varepsilon} \Delta \varepsilon \\ \Delta \lambda_2 / \lambda_0 = K_{B,T} \Delta T - K_{B,\varepsilon} \Delta \varepsilon \end{cases} \quad (4.9-34)$$

在上式的二元二次方程组中，两式相减即可消去温变 ΔT 带来的影响。 ΔT 带来的影响属于共

模信号, 因为两根光纤光栅都受到相同温变的影响; 应变带来的影响属于差模信号, 两个光栅的反射峰值波长漂移大小相等方向相反。解上面的方程组, 得到每一根光纤光栅受到的应力绝对值均为

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2}{2K_{B,\varepsilon}\lambda_0} \quad (4.9-35)$$

显然, 差分式测量法将系统灵敏度提高了一倍。最后将检测到的波长差 $\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2$ 与加速度值进行标定, 即可通过检测波长漂移来检测线加速度。

2. 光纤光栅压力传感技术

使用光纤光栅制作的压力传感器形式各不相同, 用途广泛, 但其基本原理均由检测光纤光栅受应变调制的反射谱而工作的。光纤光栅即一个传感头, 实现了压力对光谱的调制。在 4.9.2 节中已介绍过光纤光栅传感器内传播波长的变化率可表示为

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e)\varepsilon = k_p P \quad (4.9-36)$$

式中, p_e 为光纤的有效弹光系数; k_p 为压力传感器的灵敏度, P 为传感器所受压力大小。

压力传感器的结构如图 4-55 所示, 其外壳为一圆柱形金属活塞, 活塞的左边底面开一个小孔让光纤穿入到活塞内, 光纤内写有布拉格光栅, 且伸入活塞内部的光纤与活塞内的填充聚合物紧粘在一起。压力作用于活塞的右端, 使得填充聚合物的体积发生改变, 进而带动光纤伸缩, 布拉格光栅发生应变。填充聚合物在此起到增敏的作用。宽谱入射光注入到光纤内, 并在入射端用光谱仪检测波长漂移。通过事先实验标定灵敏度 k_p 的值, 由式 (4.9-36) 即可得到外界压强 $P = \Delta\lambda_B / (\lambda_B k_p)$ 。

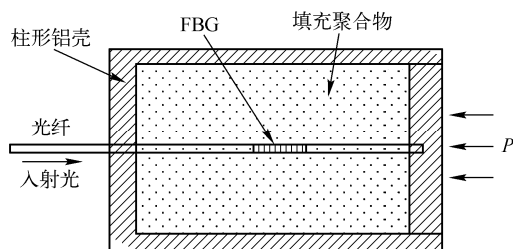


图 4-55 压力传感器结构

4.10 传感器的复用技术

4.10.1 光纤传感器网络的一般形式

在一个传感网络里, 包含有两个或更多的传感器, 它们按一定的拓扑结构离散或连续地组合在一起, 并通过同一个终端或接收单元来工作和控制, 我们称之为传感器的复用。在传感器的复用中, 需要一个提供确定的传感器编址(复用)和定位(解调)方法的系统, 即传感器复用系统。依据对光波不同物理量的编址来划分, 复用可分为空分复用、波分复用等。传感器复用的一个主要优点和动力在于每单位传感器的成本下降, 避免了系统的冗余, 因为多个传感器单元可以公用一个反射和接收部件来定位。事实上, 推动传感器复用技术发展的主要动力是为为数更多的传感器组成的网络装在各种设备上, 如自动化工厂、航空航天设备等。

图 4-56 所示为包含了必须的网络成分和功能的一般形式的传感网络。当然, 一个复杂网络的每个特性并非都能用一个简单的示意图表现出来。这里以图 4-56 的反射式传感网络为例, 来讨论点传感网络的基本组成。分布式传感器与离散的点传感网络的形式则略有不同, 这将在后面另行讨论。

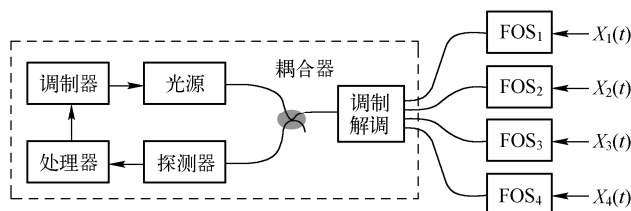


图 4-56 光纤传感网络基本组成

(1) 光源和调制器

光纤传感的光源 S 用两个参数来表征其特性：空间辐射分布 $P(x, y, z)$ 和光谱分布 $P(\lambda)$ ，后者是一个中心波长为 λ_0 、谱宽 (FWHM) 为 $\Delta\lambda$ 的对称分布，对应的相干长度 $L_c = \lambda_0^2 / \Delta\lambda = t_c c$ ，其中 c 为真空中的光速， $t_c = 1 / \Delta f$ 为相干时间， Δf 为光源的频域谱宽。光纤传感器及其网络的常用光源包括激光器、发光二极管、超发光二极管等，具体选择哪种光源取决于传感器编码和网络复用情况。

光源可由外加调制器按一定的调制函数 $M(t)$ 来调制，半导体光源也可以直接用驱动电流来调制。本章 4.1 节曾介绍过，光波有四个物理量可被调制：振幅、相位、频率和偏振态。在绝大多数复用中，利用调制器调制光源的振幅或光强，如集成光开关等；此外，传感器的编码和复用方案可采用调频或调相的方法来调制光源，这可以通过集成光学的布拉格元件和电光控制的集成光学调相器来实现，但这种方法要求光源的相干性很好；由于外加调制器无法稳定地控制光波的偏振态，并且一根光纤中只存在两个正交的偏振态，无法编码更多的点传感器，因此利用偏振态的编码难以应用于实际。

用于调制光的强度、频率或相位的调制波通常有以下几种：正弦波、线性斜波（三角波或锯齿波）、固定或变化脉冲频率或占空比的重复脉冲，以及更复杂的波形。所有这些调制波，其调制函数 $M(t)$ 的调制度 $m = (M_{\max} - M_{\min}) / M_{\max}$ 都应适当加以选择。

(2) 连接器和耦合器

通常情况下，仅有一部分光源能量可传输至光纤网络中，并且光能常要经过几个连接器和耦合器。耦合器的特性由两个参数表征：耦合率 $P_1 / (P_1 + P_2)$ ，其中 P_1 、 P_2 对应着耦合器两输出通道的光通量；插入损耗 $I_i = \lg[(P_1 + P_2) / P_0]$ ，其中 P_0 是耦合器的输入光能量。这两个参数一般随波长、模式分布和偏振态而变化。

(3) 复用器、解复用器和光纤传输线

按照复用方式的不同，光能由复用器耦合进几根光纤传输线中，这些传输线根据传感器的要求采用单模或多模光纤。然后光能通过传输线传给相应的光纤传感器 (FOS_i)，在 FOS_i 中光被测量 $X_i(t)$ 所调制。在图 4-56 所示的网络中，被调制的光波返回解复用器，由解复用器将各传感信号 $P_i(X_i)$ 按某种方式分类后送入发射接收单元的探测器 (D) 和处理器中进行识别。复用器和解复用器可由硬件实现，在通常情况下，它对应于传感器网络中相应的结构，由调制和解调方案所确定。例如在一个使用脉冲光源的时分复用系统中，不同的传输时延对应着每个传感器到接收单元的距离不同，这样便可以识别各个不同的传感器信号。因此复用器和解复用器也属于发射接收单元的一部分。

4.10.2 点传感器的复用技术

1. 空分复用技术

一定数量 (设为 N) 的传感器，其中每一个均和各自的输入和返回光纤连线构成一个传感通

道。可以通过使它们公用一个公共光源和一个多路探测器阵列，或使之公用一个公共探测器和一个多路光源来实现复用，组成一个结构简单的网络。或者不使用多路探测器阵列或多路光源，而使用单探测器和单光源与光纤开关或光纤多路耦合器($1 \times N$ 路耦合器)，同样可以达到此目的。空分复用(Space Division Multiplexing, SDM)光纤传感网络示意图如图 4-57 所示。将单个光源和单个探测器连接到各自所对应的传感器上，也是一个行之有效的办法。这种从各分立的光纤连线对传感器定位的方法就叫做空分复用。

显然，一个空分复用网络需要有多根光纤以及连接或分布元件，然而它却具有无串扰的优点(除了光开关可能引起的串扰)，因为每个传感头的输出信号都在各自的光纤内传输。另外，在图 4-58 所示的空分复用网络中，由于具有分时转换功能(由光纤开关实现)而使系统增加了时分复用特性。

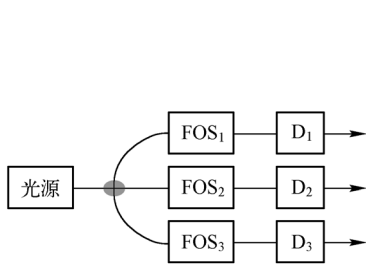


图 4-57 空分复用光纤传感网络示意图

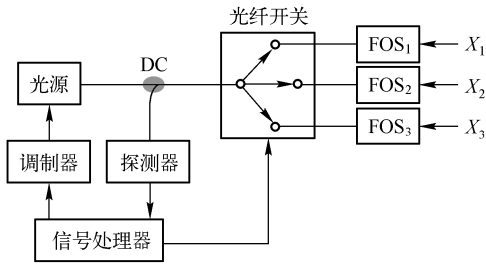


图 4-58 通过开关实现的时分复用的星形网络示意图

2. 时分复用技术

时分复用(Time Division Multiplexing, TDM)是现代通信和雷达中最常用的技术。在最简单的情况下，时分复用传感网络包含有源开关，即电子机械开关或电光开关，开关的作用是使不同传感器间按时间顺序切换。开关式光纤传感器网络具有无串扰的优点，但它仅能在一个较短的时间内监视某个点传感器。为解决此问题提出了时分复用传感器网络，以反射型时分复用为例，其方法是：将窄的光脉冲输出到一个透射型或反射型网络中，探测脉冲的返回延时 $t_i = nL_i / c$ ，其中 L_i 是第 i 个传感器对应的光纤长度， n 是光纤的纤芯折射率， c 是真空中光速。反射型时分复用网络的接受部件即光时域反射计(OTDR)，它是一个光纤波导的光雷达系统。在典型的光纤中($n=1.5$)光波每传输 1m 需要 5ns 的时间。设脉冲持续时间为 t_p ，脉冲周期 T 和各传感器的光纤长度 L_i 必须慎重考虑，以便使 T 大于最远端传感器的回波时间并且保证反射信号不会和所需的传感信号相重叠。例如对于一个最远端传感器位于 500m 远的网络， T 必须大于 5nm。考虑到网络传输延时，脉冲重复频率应尽可能高，以满足对时域快速变化的被测量的采样，并保证当返回信号的响应时间低于临界值且很弱时，能够对多个信号脉冲进行平均。以上条件限定了必须取适当的 T 值以得到理想的探测信号。

光时域反射计是时分复用中重要的探测技术。1976 年人们首次提出光时域反射技术，并应用于光纤通信中，以探测沿光缆线上的吸收和反射增大的点的位置，判断链路的损坏点。图 4-59 为探测器探测到的后向散射和反射光强沿光纤长度(或反射光传输时间)的对数分布曲线。

在光纤传感网络中，光时域反射技术特别适用于探测那些调制纤芯参数(导波的压强、相位和偏振态)的被测量。例如，对压力、应

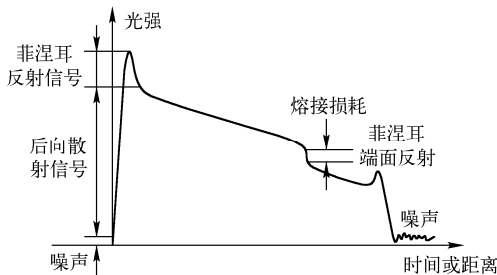


图 4-59 反射或后向散射光强曲线

变、温度和化学量等参数的测量是通过一截断开的或裸露的纤芯来对光波的相位或偏振态调制来进行传感的。为了探测出后向散射信号的相位和偏振态，光时域反射必须使用单模光纤。

由于光时域反射技术能对光纤上的每一点的吸收或反射特性做出诊断，因而它特别适用于探测各被测量沿光纤分布的情形。从原理上看，OTDR 技术应用于点传感器网络的方法有三种：

(1) 通过光纤的后向散射信号测量一系列吸收型传感器产生的损耗，这些传感器的结构是透射式的光纤耦合的线性阵列，如图 4-60 所示。为了得到高分辨率，该系统能容纳的传感器通道数目很小。例如，若光时域反射计的分辨率是 0.1dB，系统总动态范围是 30dB，那么仅能容纳三个精度为 1% 的传感器。另外一个不足是，若系统的第一个传感器失效，光波则不能接着传输到后面的传感器，这将导致整个系统的失效。

(2) 测量来自反射型传感器线性阵列的反射信号 $P_{ri} \approx \rho_i P_0$ ，其中 ρ_i 为线性阵列的反射率，如图 4-61 所示。反射型传感器的反射光强比光纤的后向散射光强要大得多，因此探测到的信号也更强。

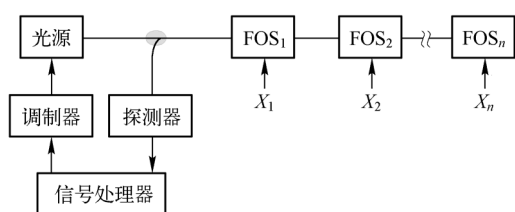


图 4-60 吸收型传感器组成的线性阵列

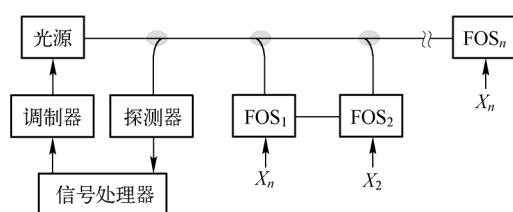


图 4-61 反射型传感器组成的线性阵列

(3) 测量由并列的吸收型传感器传输的透射光功率 P_{ti} ，如图 4-62 所示。这些透射式传感器的透射率 F_i 依赖于传感器网络中被测量 X_i 和耦合器的耦合率 c_i 。此时利用了光时域透射 (OTDT) 技术。

3. 频分复用和波分复用技术

频分复用 (Frequency Division Multiplexing, FDM) 就是将用于传输信道的总带宽划分成若干个子频带 (或称子信道)，每一个子信道传输一路信号。频分复用要求总频带宽度大于各个子信道频带之和，同时为了保证各子信道中所传输的信号互不干扰，应在各子信道之间设立隔离带。频分复用技术的特点是所有子信道传输的信号以并行的方式工作，每一路信号传输时可不考虑传输时延，因而频分复用技术得到了非常广泛的应用。

在频分复用技术中，网络中的每一个传感器占用一个频率通道，在通道中传感器信号的频率被对应的被测量调制，从而实现了不同的点传感器和不同光波频率之间的一一对应。频分复用应用于光纤传感时，常用微机械谐振器。例如用于光纤延迟线、玻璃悬臂梁和各向异性腐蚀的硅结构中的光纤切片——直接用光纤实现功能和寻址。这种微机械谐振器可以由一个被扫描频率或白噪声波形调制的光源来激励，或者使用未调制光源设计成自谐振。作用于每一个点传感器上的外界信号调制传感器的输出光频率。显然，由外界信号造成的频率波动必须通过仔细设计谐振器来决定，以保证它们不会使各传感器的动态范围发生重叠。谐振器频率一般在几 kHz 到几 MHz 之间。当然，为了防止频率重叠带来的非单值性，必须慎重考虑各个谐振器的频率分配问题。

从原理上看波分复用 (Wave Division Multiplexing, WDM) 只是频分复用的一种特例，但由于光纤信号的带宽太宽，因而认为它是一种不同的方法。与只能在时域和频域复用的传统传感器相比，当对光纤传感器进行谱编码时，它有着其独特之处。

波分复用通常需要一个宽带光源或多个窄带光源。图 4-63 所示为由一个宽谱光源和三个透射式传感器组成的网络。来自一组宽谱光源的光波，通过一个合束器耦合到单根光纤上，并传输给分光元件。分光元件按照波长的不同将它的输入光能量分配给每个传感器通道 FOS₁、FOS₂ 和 FOS₃。由各个传感器调制的光强 $I_k = I(\lambda_k)$ ，被另一个解复用器件合并，然后通过一个探测器阵列依次对各波长信号进行探测。

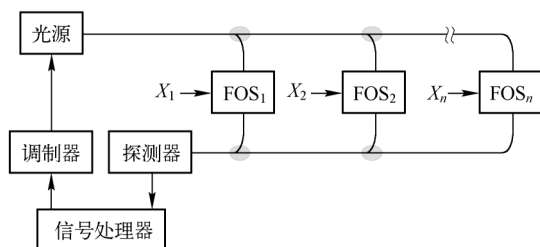


图 4-62 透射型传感器组成的梯形阵列

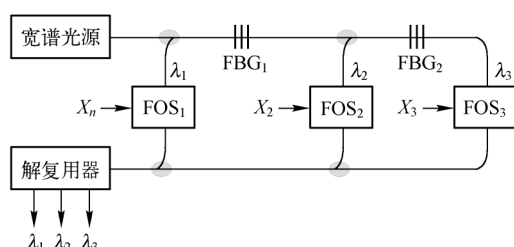


图 4-63 波分复用网络示意图

在此系统中，可以采用各种形式的宽谱光源，如 SLD、ASE、LED 等，不同波长的分束器可以用光纤布拉格光栅以窄带反射的形式实现；解复用器同样可以通过平面光栅实现对不同波长的光的分离。波分复用系统的一个优点是，其电信号处理非常简单，因为其带宽仅由被测量的时域动态范围决定。

4.10.3 分布式传感技术

传感网络中传感头的分布具有离散和连续两种形式。如果多个离散的传感头处于同一个传感网络中，我们称之为“准分布式”的传感系统，因为它毕竟只能测量某些固定点的物理量。真正的分布式传感系统是可以同时监测被测量沿连续的一小段光纤方向变化的传感器系统，为特定场合下获得大量被测点的信息提供了一种有效而经济的途径。此外，它还能够将获得的信息用图形或曲线的形式表示出来。因此，分布式传感系统可以定义为：能在整个连续光纤的长度上以距离的连续函数的形式传感出被测参数随光纤长度方向变化的仪器和装置。分布式传感扩大了单点测量的容量，在某些情况下可使复杂的监测站的使用更为经济。与通信中的多路复用技术一样，最终的信息收集容量基本上由被测信号的信噪比和带宽所限制，同时还必须注意来自各独立信号源的信号间的串扰，该指标可通过传感器的分辨率来描述。

最早的分布式光纤传感器是我们熟知的光时域反射计 (OTDR)。窄带光脉冲被注入到光纤中，利用光雷达原理，该系统通过测量后向散射光随时间变化的关系来检查光纤的连续性并测出其衰减。虽然 OTDR 的原理早就被人提出，但相对于点传感器而言其精度仍然不理想，空间分辨率也不够高。

除了基于瑞利散射光的 OTDR 之外，还有基于另外两种散射效应的分布式传感器：拉曼散射和布里渊散射。这两种散射的光强较瑞利散射更弱，因此其实际应用更少。基于布里渊散射的光时域反射计 (BOTDR) 由于其高精度而逐渐受到人们的重视。

1. 基于瑞利散射的后向散射型 OTDR 传感原理

图 4-64 以 OTDR 技术中最常见的应用方式描述了后向散射型分布式传感器的工作原理。半导体脉冲激光器发出一系列光脉冲，经过定向耦合器进入光纤，来自被测光纤的部分后向散射光再次经过定向耦合器到探测器中并被转化为电信号。

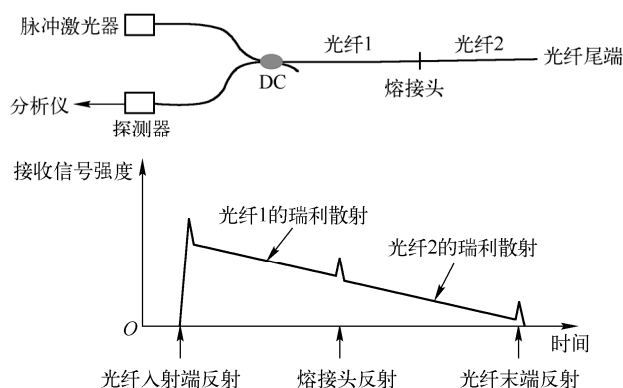


图 4-64 OTDR 的基本原理示意图

对于标准光纤，由于光纤各点处的散射系数变化不大，因此探测到的散射光随注入光强和光源至探测器间的双向衰减的乘积而变化。这种方法对测量光纤衰减的空间变化相当有用。然而，如果光纤的几何尺寸或数值孔径变化很大，光纤的波导性质就会随之变化(主要是模式数量 V 改变)，从而在后向散射信号中引起其他变化。如果 OTDR 信号从光纤另一端获得，这些变化就可以得到补偿。对于短波长光源必须注意避免在光纤中产生太多荧光。

为简单起见，我们主要分析几何尺寸和结构均匀的光纤。在石英光纤中产生的散射主要是瑞利散射，瑞利散射要求散射粒子的几何尺寸应在照明光的波长的十分之一数量级上或者还要略小一些。光纤的散射光必须耦合进光纤中的后向传播的波导模式中去，以保证它可由光纤传输至探测器。对于渐变折射率多模光纤，相应的后向散射捕获功率 P_s 定义为散射点的瞬间反向激励功率与总散射功率之比，其值为

$$P_s = 0.25(\text{NA}/n_1)^2 \quad (4.10-1)$$

式中，NA 为光纤的数值孔径， n_1 为光纤纤芯的折射率。考虑到光纤损耗引起了光信号的指数衰减，同时假设光纤由 1J 的光脉冲激发，则接收到的时变后向散射光功率随距离 z 的变化为

$$P_T(z) = 0.5P_s(z)\alpha_s(z)v_g \cdot \exp\left\{-\int_0^z [\alpha_f(z') + \alpha_b(z')]dz'\right\} \quad (4.10-2)$$

式中， z 是散射点离光注入端的距离， α_s 是光衰减系数中的散射分量， α_f 和 α_b 分别是前向和后向的总衰减系数， v_g 是光纤内传播光波的群速度，积分则表示波导中至原点距离为 z 处点的双程衰减，其中考虑了前向和后向衰减不一致以及随 z 变化的情形(如在锥形光纤中)，同时鉴于定向耦合器具有 3dB 损耗而引入乘积因子 0.5。与传统的雷达系统一样，距离 z 与双程传输时间 t 直接相关。在光纤中

$$t = 2z/v_g \quad (4.10-3)$$

因此根据探测器信号的变化可以确定光纤的衰减或散射系数的变化(如果衰减系数和散射系数的变化同时存在，就会出现难以分辨到底是哪种变化的问题)。

为了对 OTDR 接收到的功率大小有所了解，可以对式(4.10-2)中的参数给定一些典型值来计算返回功率 P 的值。对于 OTDR，典型的注入光能量为 10nJ(即峰值功率为 100mW，脉宽为 100ns 的脉冲)，光纤的散射损耗系数 α_s 为 10^{-5} cm^{-1} 数量级，波导群速度 v_g 为 $2 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ ，这时光纤入射端功率在 10^{-5} W 数量级，经过光纤的双程传输后(单向衰减 25dB)，接收到的功率将降至 10^{-10} W 数量级。

在许多场合下，OTDR 信号的主要变化除了衰减带来的减小外，将由散射系数 α_s 的变化引

起(假定衰减因子为 α_w ，后向散射捕获率为常数)，则返回的功率是时间的函数

$$P_s(t) = A_s \alpha_s \exp(-\alpha_w v_g t) \quad (4.10-4)$$

或表示为距离的函数

$$P_s(z) = A_s \alpha_s \exp(-2\alpha_w z) \quad (4.10-5)$$

式中， A_s 为常数，并认为信号来回传播的损耗大小完全相同。

在另一种情况下，变化由光纤中的衰减引起。假定 α_w 、 α_s 均为常数，则

$$P_s(z) = B \exp \left[-\int_0^z 2\alpha_w(z) dz \right] \quad (4.10-6)$$

式中， B 为常数，并且有

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = -P_s(z) 2\alpha_w z \quad (4.10-7)$$

综上所述可得出以下结论：首先，根据 OTDR 信号幅度变化可以观察到散射信号的变化；第二，OTDR 信号在散射信号不变的情况下也可能发生变化；最后，为观察光纤衰减的变化，OTDR 信号必须微分且被瞬间散射功率值相除以便归一化。另一种情况是：只要 α_s 为常数， $\lg P_s(z)$ 随 z 变化曲线的梯度变化能提供衰减沿光纤长度变化的特性。

OTDR 在光通信中的应用较为广泛，其中之一是用于研究光纤制造和安装过程中沿光纤长度方向的损耗变化：将 OTDR 返回信号对时间微分，且与信号瞬时值相除以归一化，则可获得光纤的损耗。若光纤的损耗依赖于温度变化，则可测得沿光纤分布的温度场信息。初看起来这种技术很有吸引力，但稍加分析便可发现这种温度传感器可分辨的空间单元的数目很可能相当有限。为了测量一个空间单元内的平均温度，必须对损耗进行精确测量(典型值为温度每变化 1°C ，损耗变化 0.3%)，以确定包含在损耗变化中的温度变化。此时信号双程损耗为 2dB ，这就很可能限制了可测量的温度点的数目，特别是来自光纤尾端(离光源较远的一端)的返回信号的信噪比相当低。

2. 偏振光时域反射(P-OTDR)

利用 OTDR 检测光纤损耗依赖于沿光纤的瑞利后向散射系数的不变性。但是，即使光纤的几何尺寸的结构是均匀的，在以下情形下，该散射系数也会发生很大的变化。变化之一发生在利用偏振光源和偏振敏感探测器的单模光纤系统中，这种被称为偏振光时域反射计(P-OTDR)的方法，依赖于石英光纤中瑞利散射光所表现出的较高的偏振度。在传感器的应用方面，Rogers 于 1980 年最早提出了 P-OTDR 方法在磁场(通过法拉第效应)、电场(通过克尔二次电光效应)、外部压力(通过弹光效应)和温度(通过热光效应)等物理量的分布式测量中的潜在应用；Hartog 等人利用 P-OTDR 技术于 1980 年首次探索性地对单模光纤的双折射参数进行了分布式测量。

P-OTDR 对很多参数的测量具有吸引力。但正如其他许多有应用价值的传感方法一样，其主要缺点在于它对各种参数均敏感，特别是对振动和应变很敏感。此外，来自多个后向瑞利散射中心的信号的相关叠加会带来一系列问题。

下面是基于瑞利散射的 P-OTDR 用于振动传感的一个例子。如图 4-65 所示，该系统由激光器、偏振控制器、环形器、光纤、探测器、信号处理系统以及数据采集系统组成。

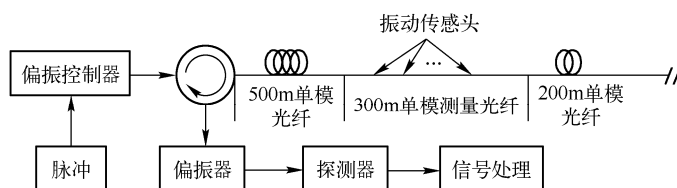


图 4-65 P-OTDR 测振系统原理图

控制信号控制激光器发出一定频率、一定占空比的和一定线宽的脉冲激光；偏振控制器控制输出脉冲的偏振态；光环行器起到光隔离的作用，防止后向散射光回到激光器处；传感用光纤为 1km 的普通单模光纤，其中 300m 长的一段为测量光纤，每隔一定距离安置一个振动传感头，传感头能把振动频率和幅度分别转化为相应的散射光强度及其变化频率。实际上，在 P-OTDR 测振系统中，传感头并非直接测量光纤的振动，而是通过振动产生压力，压力使光纤产生一定量的双折射，从而导致后向散射光的偏振态发生改变，最终导致探测器探测到的光强发生变化。

在 OTDR 系统中，两个重要的部分是光源和信号处理系统。

首先考虑光源的参数。第一个参数是激光谱宽。如果脉冲激光的谱线太宽，在光纤中传播时不同光谱成分的光波的偏振面旋转速度不同，这将导致在长距离传输后去偏；若光源的谱线太窄，从不同传感点返回的后向散射光之间将发生干涉；鉴于此选择 0.2nm 的激光谱线宽度较为合适。第二个参数是激光的脉冲频率和占空比，这两个参数应该设计得与信号处理系统相匹配，而没有某一特定的范围，在此选择 10kHz 的脉冲频率和 1‰ 的占空比（即 100ns 的脉冲宽度）；第三个参数是 P-OTDR 中脉冲激光偏振态的控制。不同偏振态的入射光在光纤前端面的反射不同，因此通过选择偏振方向以保证激光在光纤前端面的反射率尽量小，返回的信号强度尽量大。

信号处理系统需要根据传感器具体的应用情形而设计。OTDR 传感的一个最主要用途是大型建筑物或系统的健康监测，如桥梁的振动或损伤探测、飞机内部结构损伤探测等。以桥梁的振动监测为例，通常桥梁（大质量物体）的振动为低频振动，因此信号处理系统应设计得适于解调低频振动。其信号处理过程如图 4-66 所示。

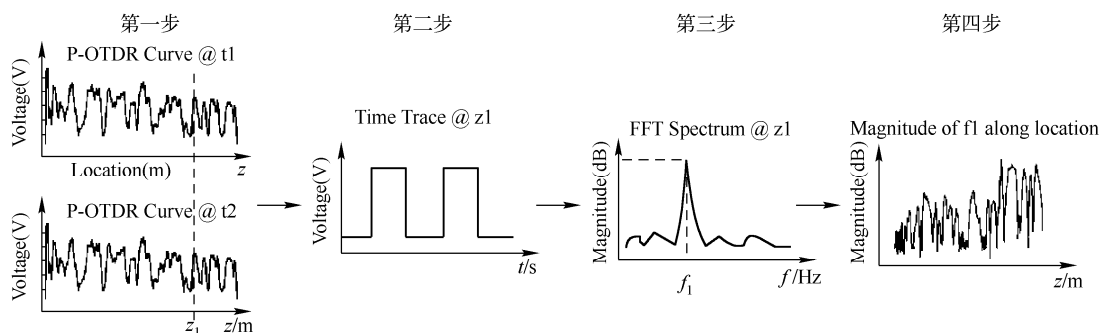


图 4-66 信号处理过程示意图

第一步，当确定了选择 10kHz 的脉冲频率后，探测器每 0.1ms 将会探测到并输出一条 OTDR 信号曲线，曲线的不同位置对应着光纤上不同点的后向散射信号强度，激光器每发出一个脉冲，将返回一条 P-OTDR 曲线；由于脉冲频率为 10kHz，可见在 1s 的时间内数据采集卡将得到 10000 条 P-OTDR 曲线。

第二步，数据采集卡采集到模拟信号并通过 A/D 转化为数字信号，计算机将不同脉冲的 P-OTDR 曲线上 z_1 点（对应着 z_1 点位置的传感头）的数字信号提取出来，并组成一组数字信号，显然每秒将获得 10000 个离散的时域信号。由于桥梁质量很大，振动频率一般较低，因此可以对 10000 个离散的信号每 N 组做平均以得到较好的低频信号，并减少信号的时间，根据实际需要 N 可取 20、50、100 等值。以 $N=100$ 为例，每秒将得到 100 个点的数字信号。

第三步，将这 100 个点的时域信号做快速傅里叶变换，找出频率振幅最大值的点，即可得到传感头的振动频率。同样地，对其他传感头所对应点的信号也做相同的处理，即可同时解调出多个传感头的振动频率。然而，在此系统中有一个问题是，如果 z_1 处的光纤被扰动，则处于 z_1 点之后扰动点的后向散射光将进一步被 z_1 点处光纤产生的形变所再次干扰，结果导致 z_1 之后

的所有信号难以准确地被探测。为此 Rogers 提出了一种复杂的信号处理算法以排除此干扰, 或者采用如图 4-66 中第四步所示对每个脉冲的 OTDR 时域信号做傅里叶变换并寻峰, 在此限于篇幅不做详细讨论。

练习与思考题

- 4-1 试从物理结构和传输模式等方面, 阐述单模光纤和多模光纤的区别。
- 4-2 单模光纤和单模光纤连接时, 比多模光纤和多模光纤直接连接的公差要求低, 试解释其物理原因。
- 4-3 He-Ne 激光平行入射到 F-P 标准具上, 设标准具两反射镜的反射率为 95%。当标准具的间距为多少时, 探测器探测到的光强为极大值? 求干涉条纹对比度的值。
- 4-4 磁光效应有哪些? 利用磁光效应的基本原理可以测量哪些参数? 测量过程中体现了光纤传感器相对于其他电类传感器的哪些优点?
- 4-5 光纤光栅同时对应力和温度两个参量敏感, 如果想用光纤光栅只测量一个参量, 如何对另一个参量去敏?
- 4-6 施加在光纤上的压力或应力可以导致光纤中哪些物理量发生变化?
- 4-7 相位调制型(干涉型)光纤传感器可以达到其他调制类型无法达到的精度, 试解释其原因。
- 4-8 为什么在共路干涉仪中相干性较差的白光仍能发生干涉? 共路干涉仪中使用白光作为光源相对于激光光源有何优势?
- 4-9 采用差分结构的光纤传感器的主要作用是对环境因素(如温度)去敏, 试解释其去敏原理。
- 4-10 解释 OTDR 传感器的基本工作原理。

本章参考文献

- 1 Ziyi Zhang, Xiaoyi Bao. Optics Express. 2008, 16(14): 10240-10247
- 2 A. J. Rogers. Applied Optics. 1981, 20(6): 1060-1074
- 3 David Matthew Klein et.al.. Sensors Journal. 2005, 5(4): 581-558
- 4 Alan L. Huston et.al.. Applied Physics Letters. 1996, 68(24): 3377-3379
- 5 Alan L. Huston et.al.. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2001, 184: 55-67
- 6 Wojtek J. Bock, Jiahua Chen, Tinko Eftimov, Wacław Urbanczyk. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2006, 55(4): 1119-1123
- 7 John W. Berthold. Journal of Lightwave Technology. 1995, 13(7): 1193-1199
- 8 Bing Qi et.al.. Optical Engineering. 2003, 42(11): 3165-3171
- 9 Yun-Jiang Rao. Optical Fiber Technology. 2006, 12: 227-237
- 10 Ping Lu et.al.. Applied Physics Letters. 2009, 94(13): 131110-1-131110-3
- 11 Xinyong Donga, H. Y. Tam. Applied Physics Letters. 2007, 90(15): 151113-1-151113-3
- 12 Huimin Cao et.al.. Sensors and Actuators A. 2007, 136: 580-587
- 13 沈永行. 光学学报. 2000, 20(1): 83-87
- 14 姜德生, 何伟. 光电子·激光. 2002, 13(4): 420-430
- 15 T. Sun. Journal of Applied Physics. 1998, 84(9): 4649-4654
- 16 Hae Young Choi et.al.. Optics Express. 2010, 18(1): 141-149
- 17 Zhengyu Huang. IEEE Photonics Technology Letters. 2005, 17(11): 2403-2405
- 18 Xiaoke Wan. Optics Letters. 2002, 27(16): 1388-1390
- 19 Yichao Chen, Henry F. Taylor. Optics Letters. 2002, 27(11): 903-905
- 20 C. E. Lee, R. A. Atkins, H. F. Taylor. Optics Letters. 1988, 13(11): 1038-1040

- 21 Dae Woong Kim, Fabian Shen, Xiaopei Chen, Anbo Wang. Optics Letters. 2005, 30(22): 3000-3002
- 22 Ying Zhang et.al.. IEEE Photonics Technology Letters. 2001, 13(6): 618-619
- 23 Jin-Seok Heo, Jong-Ha Chung, Jung-Ju Lee. Journal of Intelligent Material Systems and Structures. 2009, 20: 2029-2036
- 24 Jin-Seok Heo, Jong-Ha Chung, Jung-Ju Lee. Sensors and Actuators A. 2006,126: 312-327
- 25 B. Culshaw, J. Dakin. 光纤传感器. 李少慧, 宁雅农. 武汉: 华中理工大学出版社, 1997
- 26 廖延彪, 倪敏, 张敏, 匡武. 光纤传感技术与应用. 第1版. 北京: 清华大学出版社, 2009
- 27 赵勇. 光纤光栅及其传感技术. 第1版. 北京: 国防工业出版社, 2007
- 28 刘宇, 朱继华, 胡章芳, 王艳. 光纤传感原理与检测技术. 第1版. 北京: 电子工业出版社, 2011
- 29 张自嘉. 光纤光栅理论基础与传感技术. 第1版. 北京: 科学出版社, 2009
- 30 李国栋, 1999—2000 年磁性功能材料研究和应用的进展. 稀有金属材料与工程, 2002,31(1):1-3
- 31 张登伟, 刘承. 干涉式光纤电流传感器. 传感技术学报, 2007, 20(2):314-317

第5章 光纳米传感与测量技术

5.1 纳米光学与纳米测量概述

纳米(nm)是一种长度单位, $1\text{nm}=10^{-9}\text{m}$ 。在 1nm 的长度内, 大约可排列 10 个氢原子或 4 个碳原子。尺度在 $1\text{nm}\sim 1\mu\text{m}$ 范围内的装置通常称为纳米机械。纳米科学是尺寸在原子级别的科学, 纳米技术以纳米科学为理论基础, 核心是按照人的意志操纵单个原子、分子或原子团、分子团。它们以一些特定方式组合在一起时, 表现出既不同于单个原子、分子的性质, 也不同于宏观物质的性质。当宏观物体减小到纳米尺度时, 由于出现明显的表面效应、尺寸效应和量子效应等, 将显示出在光学、热学、电学、磁学、力学以及化学等方面与大体积物体明显不同的特性。通常, 把在纳米尺度上研究物质的产生、特性、相互作用规律及其应用技术的学科统称为纳米科学技术。

纳米技术的起源可追溯到美国物理学家费曼(Richard Feynman)1959 年在美国物理学会年会上所做的一个经典演讲: “There’s plenty of room at the bottom”, 意思是说, 在很小的尺度上, 还有很大的发展空间。费曼科学地预见了微纳技术的一些重要特征及应用前景。20 世纪 80 年代末, 纳米技术开始得到广泛深入的研究, 并在短短 20 多年内迅速崛起, 成为一个新的前沿研究热点, 在材料、物理、化学和生物等各个领域获得了飞速发展, 带来了一系列新的机遇与挑战, 产生了一系列新现象、新方法和新应用。

与其他领域(例如纳米电子学)相比, 纳米技术在光学领域的应用和发展相对落后一些。在 20 世纪 90 年代, 纳米光学研究主要围绕近场扫描光学显微镜(NSOM)或显微术开展。近年来, 随着纳米技术在光电功能材料、光化学和生物医学光子学等方面的迅速发展, 纳米光学的研究方向大大拓展, 正随着时间的推移而不断拓宽和深入, 而且越来越多地涉及光发射、吸收、光电转换等非线性过程。作为一门新兴的学科, 纳米光学主要研究纳米(或亚波长)尺度上光的传输、发射、吸收, 以及光与物质的相互作用机理、光场约束、光物理化学过程、纳米光学结构及其器件等内容。

纳米光学的物理基础是纳米尺度上光的传输特性。由于光学介观(或纳米)结构的特征尺寸介于光的波长和原子尺度之间, 既不能像分立原子那样简单对待, 也不能像宏观情况一样忽略倏逝场和量子效应的影响, 且传输过程中涉及光与介质的相互作用, 因此, 在考虑介观尺度上光的传输特性时, 除了需要考虑宏观尺度上可忽略的(电子的)量子效应, 还需考虑原子尺度上较少涉及的电磁场的传播等情况, 使得在这个尺度上光的传输特性往往会表现出与宏观结构或单个原子所不同的现象, 比如亚波长约束、倏逝波传输、表面等离子波、量子限域效应和非线性增强等。同时, 当介观光学结构的特征尺度小至一定程度(小于 5nm)时, 尺寸效应将使得介电常数等物理量不再是常数, 而与结构的形状、尺寸等参数有关, 使得精确求解麦克斯韦方程变得困难。另外, 介观光学过程往往还同时包含微观和宏观相互作用, 对理论和实验两方面的研究都增加了复杂性。

随着对光波、光子传播微型化的深入研究, 另一门新兴科学——纳米光子学应运而生。纳米光子学是微纳米技术的重要组成部分, 它被定义为研究纳米级器件对光波、光子实现特殊功能控制的光学。纳米光子学是通过在短于光波波长的范围内将光介质结构化, 以实现

“超越自然”的光学控制，如光子禁带、负折射系数等。纳米光子学的研究除了纳米器件外，还包括麦克斯韦仿真技术，纳米结构制造工艺，光学探测技术等。它们互相结合，相互发展，缺一不可。

而随着纳米材料、纳米加工、纳米制造技术的发展，对纳米结构的性能测试在纳米科学领域也显得越来越重要。

由于本书侧重测试技术，因此本章只介绍光在纳米尺度上的传输原理、传输特性，以及利用这些原理进行光学测试与传感；利用其他的光学方法测试纳米结构的性能，也是本章包含的内容。

5.2 倏逝波原理与传感技术

5.2.1 倏逝波原理

1. 全反射

当光波从一种介质入射到另一种介质时，会同时发生反射和折射现象。当光波从光疏介质(折射率较小)入射到光密介质(折射率较大)时，折射角小于入射角；当光波从光密介质入射到光疏介质时，折射角将大于入射角。如图 5-1 所示，光在两种透明介质分界面上产生反射和折射，平面波从一种介质进入另一种介质，此时满足

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t \quad (5.2-1)$$

式中， k_i 、 k_r 、 k_t 分别为入射光、反射光和折射光的波矢， θ_i 、 θ_r 、 θ_t 分别为光的入射角、反射角和折射角。由于光的频率在这个过程中保持不变，可以得到 Snell 定律(折射定律)为

$$n_i \sin \theta_i = n_r \sin \theta_r = n_t \sin \theta_t \quad (5.2-2)$$

若光从光密的第一介质透过光疏的第二介质，即 $n_i > n_t$ ，当折射角 $\theta_t = 90^\circ$ 时，对应的入射角称为临界角 $\theta_c \equiv \arcsin(n_t / n_i)$ ，当入射角 $\theta_i > \theta_c$ 时，入射光的全部能量会按照全反射定律全部返回第一介质，这种现象称为全反射现象。

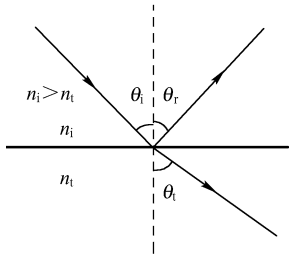


图 5-1 全反射

2. 倏逝波

虽然光在全反射时，反射率为 100%，没有光进入第二介质，但理论和实验都证明，第二介质中的电磁场并未完全消失，即光波的电磁场并未中断在分界面上，而是同时存在于第二介质中。这种存在于分界面上的电磁场称为光学倏逝波(evanescent wave)。光学倏逝波实际上是沿空间方向迅速衰减的一种光波或电磁波形式。一般来说，这种形式的光波在距离光源很近的位置，比如一个波长以内区域，通常称为近场(near field)，光波具有较大的振幅；在宏观尺度之外的区域，通常称为远场(far field)，其强度几乎衰减为零。事实上，几乎在所有的光与材料相互作用的过程中都存在倏逝波，在宏观尺度的材料或结构中，倏逝波往往由于不明显而被忽略。但是，在与波长相当或比波长更小尺度的微纳结构中，倏逝波可以起主导作用，所以倏逝波是纳米光学的主要研究对象之一。倏逝波的研究可以追溯到大约四百年前英国物理学家牛顿(Newton)所做的棱镜受抑全反射(frustrated total reflection)实验。如图 5-2 所示，当时牛顿使用棱镜来对光进行全反射，在其中的一个实验中，他惊

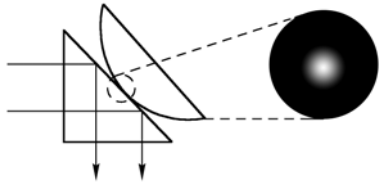


图 5-2 棱镜受抑全反射实验示意图

奇地发现, 如果使用一个凸透镜的凸面接触棱镜的全反射面, 在接触点附近被照亮的透镜区域远远大于接触点的尺寸。这就是说, 光在被全反射的过程中至少有一部分透过棱镜反射面, 越过中间的空气层, 到达邻近的凸透镜表面, 这就是牛顿发现的全反射过程中的倏逝波现象。

这个现象可以通过麦克斯韦方程及电磁场的边界条件来解释。根据光的电磁理论, 任何光波的振动在垂直光的传播方向的平面上均可分解为两个互相垂直的振动, 用 E_{1s} 、 E_{1p} 、 E'_{1s} 、 E'_{1p} 、 E_{2s} 、 E_{2p} 分别表示入射光、反射光和折射光振幅相对入射面的垂直分量和平行分量。对于一般介质, 其导磁系数都接近于真空中的导磁系数, 在忽略导磁系数差异的影响下, 可得出垂直分量和平行分量的反射和透射系数分别为

$$r_s = \frac{E'_{1s}}{E_{1s}} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (5.2-3)$$

$$t_s = \frac{E'_{2s}}{E_{1s}} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (5.2-4)$$

$$r_p = \frac{E'_{1p}}{E_{1p}} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t} \quad (5.2-5)$$

$$t_p = \frac{E'_{2p}}{E_{1p}} = \frac{2n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i + n_i \cos \theta_t} \quad (5.2-6)$$

利用折射率定律 $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$, 可得

$$\cos \theta_t \equiv \pm i \sqrt{\left(\frac{n_i \sin \theta_i}{n_t} \right)^2 - 1} \quad (5.2-7)$$

在 $\theta_i \geq \theta_c$ 的条件下, 将式 (5.2-7) 代入式 (5.2-4) 和式 (5.2-6) 中, 可得到 t_s 和 t_p 都不为零, 表明在第二介质存在透射波。全反射发生的位置由菲涅耳透射波的振幅决定, 它发生在过界面的第二个介质中。反射光束相位的改变最早由古斯-哈恩森 (Goos-Haenchen) 发现, 称为古斯-哈恩森效应。这一效应同时也说明全反射不是发生在 n_i 和 n_t 两介质界面, 而发生在第二个介质 n_t 非常接近界面的薄层里。在全反射现象中, 这个特殊形式的透射波就是倏逝波。倏逝波的振幅随入射深度呈指数规律变化, 在第二介质中距离界面为 z 的位置处, 倏逝波为

$$E_t = E_i \exp \{ \mp k_t z [(n_i/n_t)^2 \sin^2 \theta_i - 1]^{1/2} \} \exp i[\omega t - (k_t x \sin \theta_i)/n] \quad (5.2-8)$$

式中, k_t 为透射光波矢, ω 为光的角频率, E_i 和 E_t 分别为光密介质和光疏介质中电场分量的振幅, θ_i 为光的入射角, $n = n_t/n_i$, n_i 为光密介质的折射率, n_t 为光疏介质的折射率, z 为光波在光疏介质中到两介质交界面的距离。

这个非均匀波沿着 x 方向传播, 其中 $E_i \exp \{ \mp k_t z [(n_i/n_t)^2 \sin^2 \theta_i - 1]^{1/2} \}$ 为振幅项, 其大小随距离界面的距离 z 成指数变化。 z 越大, 振幅应越小, 故振幅项中的符号只能取 “-”, 即折射光的振幅随透入光密介质的深度呈指数衰减。 $\exp i[\omega t - (k_t x \sin \theta_i)/n]$ 为相位项。将一合适的介质靠近界面, 调节两者间的距离, 可将倏逝波耦合输出, 这就是受抑全反射现象 (Frustrated Total Internal Reflection), 其原理图如图 5-3 所示。

发生受抑全反射现象时透射率与间隙、入射角、材料折射率等因素有关, 在一定条件下入射角越小, 透射率越大, 间隙从几个波长变到零, 透射率从零变到 100%。

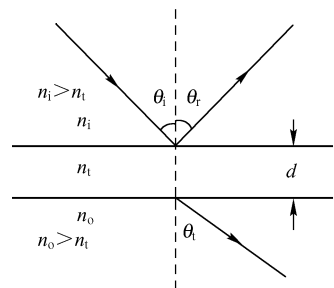


图 5-3 受抑全反射原理图

3. 倏逝波的穿透深度

在全反射中, 第二介质中仍存在波动现象, 但只存在于介质界面附近, 在穿透深度范围内, 有能量存在。倏逝波的振幅为 $E_i \exp\{-k_t z[(n_i/n_t)^2 \sin^2 \theta_i - 1]^{1/2}\}$, 振幅随透射深度的增加而急剧减小。设振幅衰减到 $E_i \exp(-1)$ 时所对应的穿透深度为倏逝波的有效穿透深度, 即

$$E_i \exp\{\mp k_t z[(n_i/n_t)^2 \sin^2 \theta_i - 1]^{1/2}\} = E_i \exp(-1)$$

$$\text{可得有效穿透深度} \quad d = \frac{n}{k_t} \frac{1}{\sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}} = \frac{\lambda_i}{2\pi n_i} \frac{1}{\sqrt{\sin^2 \theta_i - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2}} \quad (5.2-9)$$

式中, $k_t = k_i n$, $n = n_t/n_i$, 且 k_i 表示光波在光疏介质中的波矢, λ_i 表示光在光疏介质中的波长。

振幅随光波场的穿透深度 d 而减小得非常快, 穿透深度 d 的大小约为波长量级。例如, 对于波长为 633nm 的红光以 60° 入射角在玻璃 ($n_1=1.5$) 棱镜与空气 ($n_2=1$) 界面上发生全反射时, 透射深度约为 120nm。

4. 光纤中的倏逝波场

实际上, 在很多宏观光学结构中都存在全反射引起的倏逝波场, 如光在普通光纤传输中的 Goos-Hänchen 效应。但是, 如果将光纤或波导直径降低到亚波长或纳米量级, 光传输过程中的倏逝波场将变得特别明显并有可能占主导地位。下面以空气包层亚波长直径氧化硅光纤的传输特性为例, 简单分析纳米导波结构中的倏逝波特性。

如图 5-4 所示, 假设纤芯直径 $D=2a$, 折射率分布为

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & 0 < r < a \\ n_2 & a \leq r < \infty \end{cases} \quad (5.2-10)$$

即纤芯的折射率为 n_1 , 空气折射率为 n_2 ($n_2=1$, 空气)。则根据无源圆柱波导的 Helmholtz 方程和电磁场边界条件, 可得到关于传播常数 β 的本征方程为

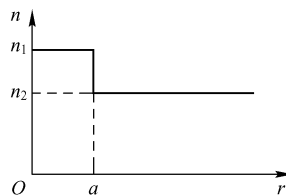


图 5-4 亚波长直径光纤的数学模型

$$\left\{ \frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{W K_v(W)} \right\} \left\{ \frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{n_2^2 K'_v(W)}{n_1^2 W K_v(W)} \right\} = \left(\frac{v\beta}{kn_1} \right)^2 \left(\frac{V}{UW} \right)^4 \quad (5.2-11)$$

式中, J_v 为第一类贝塞尔函数, K_v 为第二类修正贝塞尔函数, $U = D \frac{(k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2}}{2}$, $W = D \frac{(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}}{2}$, $V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ 。

通过数值求解方程 (5.2-11) 得到 β , 可以得到光纤传导模的电磁场空间分布。图 5-5 所示为 400nm 直径光纤传输 633nm 波长的氦氖激光时, HE_{11} 模电场在光纤截面上的径向分布, 图中虚线代表光纤与空气的界面位置, 纵坐标为乘上介电常数后的归一化电场。从图中可以看出, 对于亚波长直径光纤, 相当一部分电场以倏逝场的形式分布在纤芯外的空气中。图 5-6 所示是 633nm 波长的氦氖激光在 400nm 和 200nm 直径光纤中传输时能流分布 (Poynting 矢量) 的计算值。可以看出, 当光在亚波长直径光纤中传输时, 相当多的能量以倏逝波的形式在纤芯外传输, 而且光纤直径越小, 束缚在纤芯中的能量越少。比如, 在 400nm 直径光纤中, 大约 70% 的能量被约束在纤芯中传输; 当光纤直径减小到 200nm 时, 大于 90% 的能量以倏逝波的形式在空气中传输。这样一个倏逝波传输比例要比常规尺度波导结构大得多, 而且使用纳米光纤传输时, 这种大比例倏逝波的传输形式还可以产生明显的群速变化和异常的波导色散等特性。

另外，由于倏逝波对环境变化非常敏感，所以这种大比例倏逝波的传输形式还可用于高灵敏度光学传感。在接下来的小节中，介绍几种利用倏逝波原理进行纳米级光学测量的例子。

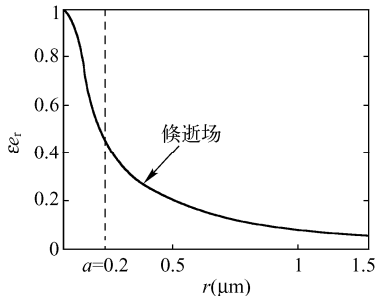


图 5-5 HE₁₁ 模电场在光纤截面上的径向分布

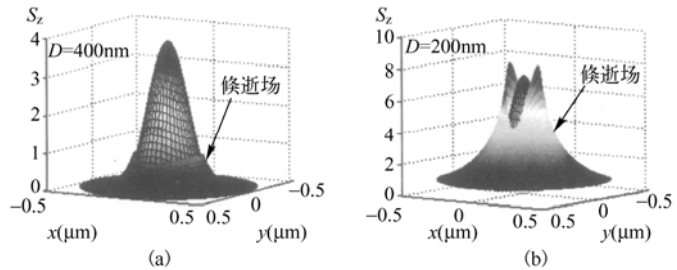


图 5-6 能流分布(Poynting 矢量)的计算值

5.2.2 基于倏逝波的传感技术

1. 光调制器

如图 5-7 所示， P_1 和 P_2 是两块材料相同的直角棱镜，两底面靠近，中间是一薄层空气，其间距 d 是可调节的。光源 S 经透镜 L_1 入射到 AB 面上，并且在 BC 面上发生全反射，反射光经过 L_2 聚集在探测器 D_1 上。当 P_1 、 P_2 距离 d 很大时，入射光就全部被反射到 D_1 上。当 d 很小时，入射光将透过两个棱镜聚集在探测器 D_2 上，这样 D_1 、 D_2 会接收到光，且两个探测器接收的光强会随 d 的大小而改变，当 $d=0$ 时，所有的入射光都聚集在 D_2 上，表明全反射现象受到了破坏，反射光的强度受到距离 d 的调制。此现象的发生是因为棱镜 P_2 “浸入”了空气中的倏逝波的区域。因此，通过调节两棱镜距离 d 的大小就可以改变 D_1 、 D_2 所接收的光强，从而达到测量的目的。

忽略光在系统中的损耗，设入射光强度为 I_0 ，则 D_1 、 D_2 所接收的光强分别为

$$I_1 = I_0 - I_0 e^{-\kappa d}, \quad I_2 = I_0 e^{-\kappa d} \quad (5.2-12)$$

式中， $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 \sin^2 45^\circ - n_2^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 / 2 - n_2^2}$ ， λ 为光的波长， n_1 、 n_2 分别为棱镜的折射率和间隙的折射率。

2. 光纤液面测量计

光纤液面测量计是用来测量液面高度的。如图 5-8 所示，光源发出的光耦合到棱镜中，通过全反射，经另一根光纤到达探测器。当棱镜在液面 AB 上面时，棱镜处于空气中，光在棱镜底面发生全反射，此时探测器探测的光最强；当棱镜底面接触液面 AB ，或在液面 AB 以下时，全反射被破坏，探测器的光强由强变弱。通过光强的变化，就可测出棱镜底面在液面 AB 之上的距离。

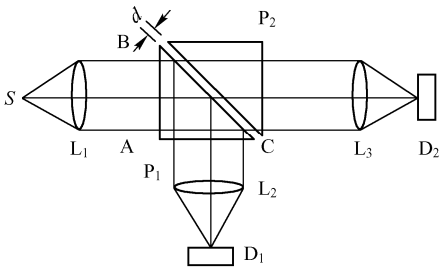


图 5-7 光调制器原理图

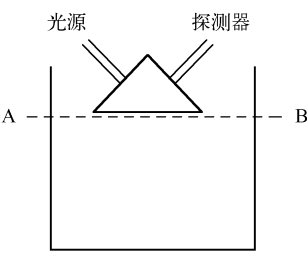


图 5-8 光纤液面计

忽略光在系统中的损耗，设入射光强度为 I_0 ，棱镜与液面之间的距离为 d ，则探测器所接收的光强为

$$I = I_0(1 - e^{-\kappa d}) \quad (5.2-13)$$

式中， $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 \sin^2 45^\circ - n_2^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2/2 - n_2^2}$ ， λ 为光的波长， n_1 、 n_2 分别为棱镜的折射率和间隙的折射率。

3. 光纤气体浓度传感器

(1) 气体浓度和折射率的关系

对于装有纯空气的气室，当往气室里充入某种单一气体时，空气和该气体迅速混合在一起，混合后的气体浓度发生变化，折射率也会随之变化，气体的浓度和折射率是有一定关系的。

$$n' = n_x \cdot \frac{x}{100} + n_i \cdot \frac{100-x}{100} \quad (5.2-14)$$

式中， n_i 为纯空气的折射率， n_x 为该气体的折射率， n' 为混合后气体的折射率， $x\%$ 为该气体的浓度。如果 n_i 、 n_x 和 n' 已知，就可以计算出混合后气体的浓度。

(2) 气体传感的基本原理

光源发出的光经过气室，当气体的浓度发生变化时，折射率同时发生变化，导致检测到的光强也随之变化，通过测量光强的变化就能得到某一时刻气体浓度的变化。由式 (5.2-8) 可知，在第二介质中气体的折射率与振幅有关，可得出光强与折射率的关系为

$$I_t = I_i \exp\{-2k_t z[(n_i/n_t)^2 \sin^2 \theta_i - 1]^{1/2}\} \quad (5.2-15)$$

由 5.2.1 节可知 $k_t = k_i n$ ， $n = n_t/n_i$ ， $k_t = 2\pi n_t/\lambda$ ，代入式 (5.2-15) 可得

$$I_t = I_i \exp\left\{-\frac{4\pi n_i z}{\lambda} \left[\sin^2 \theta_i - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (5.2-16)$$

由式 (5.2-16) 可知，如果 θ_i 、 n_i 、 λ 和 z 都已知，而此时 n_x 即是混合后的气体折射率 n' ，通过检测 I_i 和 I_t ，就可得到所测气体的折射率。再由折射率和气体浓度的固定关系式 (5.2-14)，测量得出气体的浓度。这就是基于倏逝波场的光纤气体传感的基本原理。

(3) 穿透深度 z 值的确定

穿透深度 z 是倏逝波场理论中及传感头制作工艺中最重要的参量， z 值的确定将直接影响传感头的性能。可通过倏逝波理论来确定 z 值。

由式 (5.2-16) 就可确定 z 值。

设纤芯折射率 $n_i = 1.46$ ，空气折射率 $n_t = 1.000272$ ，入射角 $\theta_i = 45^\circ$ ， $\lambda_c = 0.85\mu\text{m}$ ，将以上参量代入上式中，就可确定光强 I 随穿透深度 z 变化的曲线 (见图 5-9)。

从图 5-9 中可以看出，透射光强随穿透深度的增加而不断减小。为了确定穿透深度的大小，要在图中找出线性最好的一段，从图 5-9 中可以看出 z 值越小的地方线性就越好。由于穿透深度在波长量级，所以在工艺制作的过程中需要对 z 值进行精密的调节，在高倍显微镜下将穿透深度调到线性较好的位置，可测得穿透深度为 0.4。

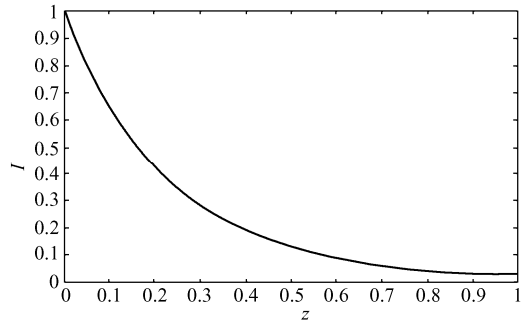


图 5-9 光强 I 随穿透深度 z 的变化曲线

(4) 光纤气体浓度传感系统

基于倏逝波场的光纤气体浓度传感系统方框图如图 5-10 所示,采用的是全反射时存在透射波场的检测方法。光源采用中心波长为 850nm 的激光器,光源发出的激光通过纤心直径为 800 μm 的多模光纤,与气室中的传感探头相连,用探测器或光功率计测量得到从传感头出射的光强。当连续向传感气室充入某一气体时,探测器探测到的光强随之变化,记录变化前后的数据即可得到被测气体的浓度。

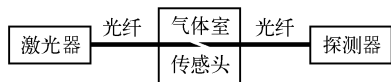


图 5-10 光纤气体浓度传感系统方框图

5.3 表面等离子体共振技术

表面等离子体共振(Surface Plasmon Resonance, SPR)通常是指存在于金属和电介质界面上的一种自由电子的集群振荡,这种类型的电磁波在界面上强度最高,随着垂直于界面方向距离的增加而迅速衰减。对表面等离子体的研究始于 20 世纪初,Wood 第一次观测到用连续光谱的偏振光照射金属光栅时所出现的反常的衍射现象。1941 年, Fano 用金属与空气界面的表面电磁波激发模型解释了该现象。1957 年, R. H. Ritchie 开创性地提出了用于描述金属内部电子密度纵向波动的“金属等离子体”概念。2 年后, Powell 和 Swan 用实验证实了 Ritchie 的理论。1968 年,德国 Otto 和 Kretschmann 等人研究了沿金属和介质界面传播的表面等离子体波 SPW(Surface Plasmon Wave)的光学激励问题。产生的 SPR 技术在多个学科领域得到应用。同一时期, J. Shoenwald 等人从实验上研究了金属-空气界面上红外波段的表面波激发。1982 年, Nylander 和 Liedberg 将 SPR 原理应用于气体检测和生物传感领域中。近年来,由于纳米技术的飞速发展,以及对表面等离子体共振特性研究的不断深入,对金属纳米结构中表面等离子体振荡的研究兴趣日益增强,并将研究波段从可见光扩展到近红外区域,已在光学传感、亚波长光学导波、小孔增透和局域场增强等方向上获得进展。

产生 SPR 时, SPW 可增强几百倍,因此 SPR 具有显著的表面增强效应。此外, SPR 对金属膜表面介质的折射率、入射角、入射光波长和偏振态、金属膜及其表面介质的厚度等十分敏感,这些性质使 SPR 现象能在生化、物理传感器、光波导偏振器、表面非线性光学检测、表面膜层特性研究等方面得到应用。

5.3.1 SPR 技术原理

1. 等离子振荡与表面等离子波

(1) 等离子振荡

金属元素最外层电子(价电子)的数目较少,一般仅有 1~2 个,与原子核的结合力很弱,容易摆脱原子核束缚变成自由电子。当大量的金属原子聚合在一起构成金属晶体时,绝大部分金属原子将失去价电子变成正离子,正离子按一定形式规则地排列起来,并在固定的位置上做高频热振动。脱离了原子束缚的价电子都以自由电子的形式,在各离子间自由运动,为整个金属共有,形成电子气。

等离子体指的是由密度较高的自由正、负电荷组成的气体,正、负带电粒子数目几乎相等,内部不形成空间电荷。如果把金属的价电子看成是均匀正电荷背景中运动的电子气体,则这种电子气体实际上也是一种等离子体。当受到电磁干扰时,金属中电子密度分布不再均匀。假设某一区域的电子密度低于平均密度,形成局部过剩的正电荷。这时,库仑引力把近邻的电子吸引到该区域,而被吸引的电子由于获得了附加的动量,会使该区域聚集过多的负电荷。同

时, 电子间的排斥作用, 使电子再度离开该区域, 形成价电子相对正电荷背景的起伏振荡。库仑力的长程作用, 使得这种局部的电子密度振荡变成整个电子系统的纵向集体振荡, 并以密度起伏波的形式表现出来。金属中的这种价电子相对正离子背景的振荡与导电气体中的等离子振荡相似, 称为金属中的等离子振荡。表面等离子振荡也是如此, 但由于介质分界面具有一定的特殊性, 使得表面等离子振荡具有其特有的本征模式。

(2) 表面等离子波

SPR 可以存在于两种介质(如金属与电介质)的分界面处, 同时沿着分界面传播。把沿着分界面传播的等离子振荡称为表面等离子波(Surface Plasmon Wave, SPW)。SPW 是一种非辐射的横磁波(Transverse Magnetic, TM), 它的磁场矢量垂直于 SPW 的传播方向, 平行于两种介质的分界面, 且 SPW 的场矢量在介质分界面达到最大值, 并在两种介质中呈指数快速衰减。当外加电磁场与 SPW 的波矢相等时将出现 SPR 现象。

2. SPR 产生原理

(1) 金属对光的反射和折射

普通金属可以看成是一个各向同性的均匀导体。电磁波在导体中传播时会被强烈地吸收, 与在透明介质中的传播有所区别。其原因是导体的导电性使电磁能转变成热能, 这是一种不可逆现象。金属中的电磁波与介质中电磁波的差别只是金属中介电常数、波数和折射率均为复数。因此研究 SPR 的产生现象, 必须研究光从电介质进入导体时, 光的反射和折射情况。如图 5-11 所示, 假设一平面电磁波从电介质进入导体(由玻璃进入金属), 设两种介质均为无限大。 xz 是入射横截面, xy 是分界面, 根据折射定律

$$n_d \sin \theta_i = n_i \sin \theta_t \quad (5.3-1)$$

式中, θ_i 是入射角, θ_t 为折射角, n_i 是入射介质的折射率, n_d 是导体的折射率。

由于 n_d 是复数, 因此 θ_t 也必为复数, 这时 θ_t 已不再只是简单的折射角。

如图 5-11 所示, 导体中波矢的单位矢量为

$$l_{kx}^{(1)} = \sin \theta_i, \quad l_{ky}^{(1)} = 0, \quad l_{kz}^{(1)} = \cos \theta_i \quad (5.3-2)$$

$$\text{又已知} \quad n_d = n - i\chi \quad (5.3-3)$$

式中, n 、 χ 均为实数, 不同金属或不同波长下的同一金属, n 、 χ 值均不同。

将式(5.3-3)代入式(5.3-2)有

$$l_{kx}^{(1)} = \sin \theta_i = \frac{n_i \sin \theta_i}{n - i\chi} = \frac{n + i\chi}{n^2 + \chi^2} n_i \sin \theta_i \quad (5.3-4)$$

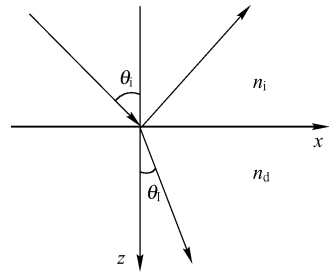


图 5-11 光由玻璃进入金属示意图

$$l_{kz}^{(1)} = \cos \theta_i = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_i} = \sqrt{1 - \frac{n^2 - \chi^2}{(n^2 + \chi^2)^2} n_i^2 \sin^2 \theta_i - i \frac{2\chi n}{(n^2 + \chi^2)^2} n_i^2 \sin^2 \theta_i} \quad (5.3-5)$$

为把实部、虚部分开, 令

$$l_{kz}^{(1)} = \cos \theta_i = q e^{-i\gamma} = q(\cos \gamma - i \sin \gamma) \quad (5.3-6)$$

则由式(5.3-5)和式(5.3-6)可得

$$(l_{kz}^{(1)})^2 = q^2 e^{-i2\gamma} = q^2 \cos 2\gamma - i q^2 \sin 2\gamma \quad (5.3-7)$$

$$q^2 \cos 2\gamma = 1 - \frac{n^2 - \chi^2}{(n^2 + \chi^2)^2} n_i^2 \sin^2 \theta_i \quad (5.3-8)$$

$$q^2 \sin 2\gamma = \frac{2\chi n}{(n^2 + \chi^2)^2} n_i^2 \sin^2 \theta_i \quad (5.3-9)$$

从而得出导体中波相位的空间分布

$$\begin{aligned} k'(r \cdot l_k^{(1)}) &= \frac{\omega}{c}(n-i\chi)(xl_{kx}^{(1)} + zl_{kz}^{(1)}) \\ &= \frac{\omega}{c}[xn_i \sin \theta_i + zq(n \cos \gamma - \chi \sin \gamma) - izq(x \cos \gamma + n \sin \gamma)] \end{aligned} \quad (5.3-10)$$

相应的平面波的表达式为

$$\begin{aligned} E^{(1)} &= E_0^{(1)} \exp\{i[\omega t - k'(r \cdot l_k^{(1)})]\} \\ &= E_0^{(1)} \exp[-\frac{\omega}{c}zq(x \cos \gamma + n \sin \gamma)] \exp\{i[\omega t - \frac{\omega}{c}(xn_i \sin \theta_i + zqn \cos \gamma - zq\chi \sin \gamma)]\} \end{aligned} \quad (5.3-11)$$

式(5.3-11)说明, 此平面波的等振幅面是 z 为常数的平面, 即平行于分界面的平面。而等相位面却是 $xn_i \sin \theta_i + zq(n \cos \gamma - \chi \sin \gamma)$ 为常数的平面, 其法线(即光传播方向)与分界面的法线的夹角为 θ_1' , 且有

$$\cos \theta_1' = \frac{q(n \cos \gamma - \chi \sin \gamma)}{\sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i + q^2(n \cos \gamma - \chi \sin \gamma)^2}} \quad (5.3-12a)$$

$$\sin \theta_1' = \frac{n_i \sin \theta_i}{\sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i + q^2(n \cos \gamma - \chi \sin \gamma)^2}} \quad (5.3-12b)$$

由上式可见, 金属中平面波的等相位面与等振幅面一般不重合, 因此它是非均匀波。由式(5.3-12b)可见, 若令

$$n' = \sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta_i + q^2(n \cos \gamma - \chi \sin \gamma)^2} \quad (5.3-13)$$

则有

$$\sin \theta_1' = n_i \sin \theta_i / n' \quad (5.3-14)$$

上式具有折射定律的性质, 可以看出 n' 与金属性质和入射角都有关。通过以上讨论, 可以了解入射到金属界面的光波反射和折射情况。

(2) 倏逝波和衰减全反射

由 5.2 节可知, 在满足全反射条件下, 当入射光照射到两种介质分界面时, 光能全部返回第一种介质, 但是入射光在第二种介质中产生的电磁波却并不完全消失, 而是要穿透一定深度, 并且这种电磁波强度会随着穿透深度的增加而呈指数形式衰减, 即为倏逝波(见 5.2 节)。图 5-12 所示为光在电介质和金属界面发生全反射时产生的倏逝波。

图 5-13 是棱镜耦合结构的 SPR 传感器, 当入射光在棱镜与金属(一般使用 Au 或者 Ag)膜的界面上发生全反射时, 在金属膜中会产生倏逝波, 但倏逝波的传播深度非常有限, 入射光的全部能量均反射回棱镜中。然而当入射光的波长及入射角满足一定条件时, 检测到的反射光强会大幅度地减弱。因为此时发生了 SPR 现象, 即一部分能量通过金属膜内的倏逝波在金属与样品的界面上传递给了表面等离子波(SPW), 或者说倏逝波与表面等离子波发生了共振。共振

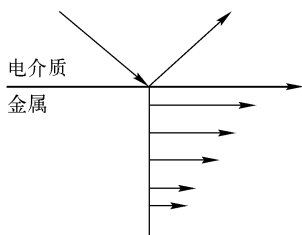


图 5-12 光在界面全反射后产生的倏逝波

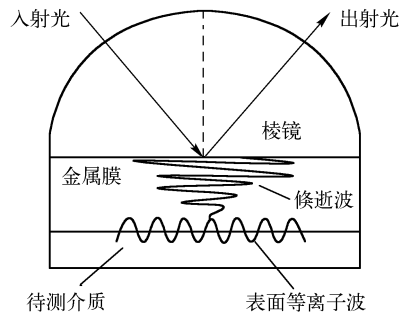


图 5-13 棱镜耦合结构的 SPR 传感器

时能量从光子转移到表面等离子，入射光的大部分能量被 SPW 吸收，使得反射光的能量急剧减少。此时，可以从反射光强的响应曲线上看到一个最小尖峰，这个尖峰称为吸收峰，此时对应的入射光波长为共振波长(λ_{spr})，对应的入射角为共振角(θ_{spr})。由于这种共振的发生，使得反射光的能量大幅衰减，称这种全反射为衰减全反射 (Attenuated Total Reflection, ATR)。图 5-14 为衰减全反射示意图，图中倏逝波的穿透深度 d_p (电磁场的振幅沿 z 方向衰减至 $1/e$ 时，距离界面 $z=0$ 处的距离) 可通过波动方程导出 (导出过程见 5.2 节)

$$d_p = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_c}} \quad (5.3-15)$$

式中， λ 为入射光波长， θ 为入射角， θ_c 为临界角。

图 5-15 为特定入射角、特定入射光波长变化时检测到的某一波长下反射光强大幅度衰减的曲线，即发生衰减全反射 (ATR) 时的曲线。图中箭头所指曲线最低点对应的波长为共振波长，在这个反射光强的响应曲线上，对应反射光强的最低点有一个小的吸收峰，称为共振峰。

(3) 产生 SPR 的条件

如图 5-16 所示，一束光斜入射到介质表面，入射光和介质表面法线构成入射面。入射光的电矢量在垂直于传播方向的平面内可以分解为垂直于入射面 (S 偏振光或称 TE 波) 和平行于入射面 (P 偏振光或称 TM 波) 的两个分量。由于 S 偏振光的电场与界面平行，因此电子运动无障碍，不会激励表面等离子波共振；而 P 偏振光的一个分量由于电场垂直于界面，可激励表面电子密度起伏，也就是说，P 偏振光的电场垂直于界面，可感生表面电荷，并形成局限于表面的表面等离子体。因此，产生表面等离子体共振的必要条件之一，是入射光波要经过偏振器起偏，且在光路中需有效利用 P 偏振光。正因如此，有些实验中通过在入射光路或者反射光路中加 P 偏振片滤掉 S 偏振光的方法，可以提高传感器的分辨率。

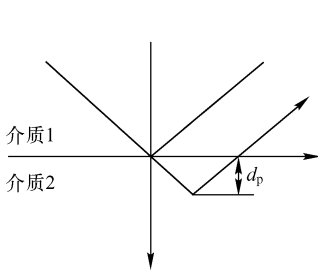


图 5-14 衰减全反射示意图

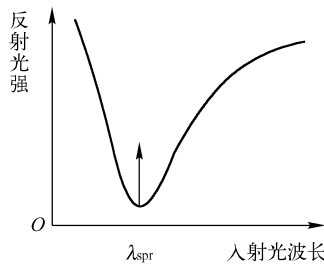


图 5-15 衰减全反射曲线

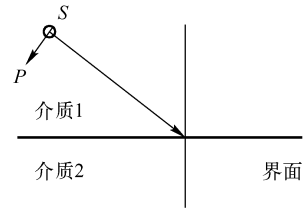


图 5-16 P 偏振光示意图

SPW 包括辐射和非辐射两种模式。当 SPW 角频率和波矢之比大于光速 (即 $\omega/k > c$) 时，SPW 可由电磁波激发，并向各个方向辐射电磁波，此时为辐射模式；当 $\omega/k < c$ 时，SPW 为非辐射模式，此时无辐射衰减。

因为非辐射的 SPW 是麦克斯韦方程的解，从麦克斯韦方程组出发，可写出 SPW 波函数表达式为

$$\begin{cases} E = E_0 e^{i(kx - \omega t)} (1, 0, ik(k^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2)^{-1/2}) e^{-(k^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2)^{1/2} z} & (z > 0) \\ E = E_0 e^{i(kx - \omega t)} (1, 0, -ik(k^2 - \varepsilon_{1r} \omega^2 / c^2)^{-1/2}) e^{+(k^2 - \varepsilon_{1r} \omega^2 / c^2)^{1/2} z} & (z < 0) \\ H = \frac{i\omega}{c} E_0 e^{i(kx - \omega t)} (0, \varepsilon_{1r} (k^2 - \varepsilon_{1r} \omega^2 / c^2)^{-1/2}, 0) e^{+(k^2 - \varepsilon_{1r} \omega^2 / c^2)^{1/2} z} & (z < 0) \\ H = \frac{i\omega}{c} E_0 e^{i(kx - \omega t)} (0, -\varepsilon_2 (k^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2)^{-1/2}, 0) e^{-(k^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2)^{1/2} z} & (z > 0) \end{cases} \quad (5.3-16)$$

式中, 金属介电常数 $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{1r} + i\varepsilon_{1i}$ ($\varepsilon_{1i} < 0$); 电介质介电常数 $\varepsilon_2(\omega) > 0$ 。

如图 5-17 所示, 设 xy 平面为金属和电介质的分界面。由式 (5.3-16) 可以看出, SPW 频率为 ω , 波矢为 k , 且沿 x 方向传播, 它的强度在界面处最大, 两侧逐渐衰减。要使其波函数有意义, 需满足

$$k^2 - \varepsilon_2 \omega^2 / c^2 > 0, \quad k^2 - \varepsilon_{1r} \omega^2 / c^2 > 0$$

因 $\varepsilon_{1r} < 0$, 上式自然满足。所以有 $k^2 > \varepsilon_{1r} \omega^2 / c^2$, 经变换有

$$v_{\text{SPW}} = \frac{\omega}{k} < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}} = v_\eta \quad (5.3-17)$$

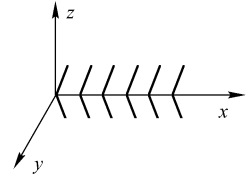


图 5-17 SPW 波函数坐标示意图

可见, 两者速度不同, 不能产生能量耦合, 因此在棱镜和金属膜界面不会发生 SPR。由式 (5.3-16) 可知磁场矢量 \vec{H} 的 y 方向分量连续或电位移矢量 \vec{D} ($z > 0$ 时, $D = \varepsilon_2 E$; $z < 0$ 时, $D = \varepsilon_{1r} E$) 的 z 方向分量连续的边界条件, 利用边界条件可推导出 SPW 的色散关系。

$$\varepsilon_{1r}(\omega)(k^2 - \varepsilon \omega^2 / c^2)^{-1/2} = -\varepsilon_2(\omega)(k^2 - \eta \omega^2 / c^2)^{-1/2} \quad (5.3-18)$$

上式变换后有

$$k = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_{1r} \varepsilon_2}{\varepsilon_{1r} + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \quad (5.3-19)$$

色散关系表达式可以用来表示电磁波在介质里或者某一界面的传播波矢和相关介质的介电常数的关系。

同样, 可以得出如前所述倏逝波的色散关系和速度分别为

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta_i \quad (5.3-20)$$

$$v = \frac{\omega}{k_i \sin \theta_i} = \frac{c}{n_i \sin \theta_i} \quad (5.3-21)$$

根据波的共振条件, 当 SPW 和倏逝波的速度匹配时 (即波矢相等) 能够产生共振, 基于这个条件, 假设光由棱镜入射到金属界面, 设入射角为 θ_i , 棱镜介电常数为 ε_0 , 折射率为 n_0 , 金属的介电常数为 $\varepsilon_1 = \varepsilon_{1r} + i\varepsilon_{1i}$, (金属的介电常数为复数, 其中实部决定了表面等离子波的振动频率, 虚部则代表衰减因子), 待测物质介电常数为 ε_2 , 则由式 (5.3-19) 和式 (5.3-20) 可得出共振条件为

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta_i = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{1r} \varepsilon_2}{\varepsilon_{1r} + \varepsilon_2}} \quad (5.3-22)$$

上式即为产生表面等离子共振所需的共振条件, 它是产生 SPR 现象的必不可少的重要条件。

影响表面等离子体共振条件的参数包括: 入射光波的频率 ω 、棱镜的介电常数 ε_0 (或者折射率 n_0)、金属的介电常数 ε_1 (或者折射率 n_1)、环境介质的介电常数 ε_2 (或者折射率 n_2)、入射角 θ 及金属膜厚度 d 。

当然, 要产生共振, 还需入射光的入射角和入射波长满足一定的条件, 即表面等离子体共振条件。入射光波和表面等离子波都属于电磁波, 要使电磁波发生共振必须满足两个电磁波具有相同的频率和波矢。平面单色电磁波从一种介质入射到另一种介质频率不发生变化, 因而倏逝波的频率等于入射波频率。由于倏逝波激发而产生的表面等离子体有着与倏逝波的相同频率, 若表面等离子体与入射光在 x 轴方向上的分量具有相同的波矢, 则二者将发生共振, 即共振条件为: $k_x = k_{\text{sp}}$, 其中 k_x 为入射光波矢在 x 轴方向上的分量, k_{sp} 为表面等离子波矢。

(4) 三层结构总反射率计算

一般情况下, 传感部分由棱镜、金属膜、待测介质三层结构构成, 则根据 Fresnel 公式可得三层结构下总反射率计算公式为

$$R_{012} = |r_{012}|^2 = \left| \frac{r_{01} + r_{12} \exp(i2k_{1z}d_1)}{1 + r_{01}r_{12} \exp(i2k_{1z}d_1)} \right|^2 \quad (5.3-23)$$

任意两层的反射系数为

$$r_{ij} = \frac{\varepsilon_j k_{iz} - \varepsilon_i k_{jz}}{\varepsilon_j k_{iz} + \varepsilon_i k_{jz}} \quad i, j = 0, 1 \quad (5.3-24)$$

各层光波波矢分量为

$$k_{iz} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_i - \varepsilon_0 \sin^2 \theta} \quad i = 0, 1 \quad (5.3-25)$$

式中, $\varepsilon_i = n_i^2$, $\varepsilon_j = n_j^2$, $i, j = 0, 1, 2$, ε_0 为棱镜的介电常数(与波长有关), ε_1 为金属膜的介电常数(与波长有关), ε_2 为待测介质的介电常数, d_1 为金属膜厚度, k_{iz} 为介质 i 中透射光波矢 k_i 在垂直于界面方向上的分量。

如果是多层结构, 也可将此反射率计算公式进行递推。例如, 为 $(n+1)$ 层结构时, 总反射率计算公式为

$$R = |r_{0,n}|^2 = \left| \frac{r_{01} + r_{1,n} e^{2ik_{1,n}d_1}}{1 + r_{01}r_{1,n} e^{ik_{1,n}d_1}} \right|^2 \quad (5.3-26)$$

$$r_{m,n} = \frac{r_{m,m+1} + r_{m+1,n} e^{2ik_{m+1,n}d_{m+1}}}{1 + r_{m,m+1}r_{m+1,n} e^{2ik_{m+1,n}d_{m+1}}} \quad (5.3-27)$$

金属膜外的 SPW 强度随距离的变化函数为

$$E(z) = E(0) \exp \left[- \left(\frac{-\varepsilon_M^2}{\varepsilon_M + \varepsilon_A} \right)^{1/2} \frac{z}{\lambda} \right] \quad (5.3-28)$$

可见 SPW 的强度在垂直于金属膜表面方向呈指数衰减, 因此金属膜不能太厚。SPR 的耦合器件, 有棱镜、圆柱形波导(光纤)、平面型波导和光栅。产生 SPR 时, SPW 可增强几百倍, 因此 SPR 具有显著的表面增强效应。此外, SPR 对金属膜表面介质的折射率、入射角、入射光波长和偏振状态、金属膜及其表面介质的厚度等十分敏感, 这些性质使 SPR 现象能在许多方面得到应用。

5.3.2 SPR 技术的应用

根据传感器所用的光波导耦合器件的不同可将其分为棱镜型、光栅型、光纤型和波导型。根据传感器信号的检测方式, 可将 SPR 传感器分为波长调制型、角度调制型、相位调制型、偏振态调制型和强度调制型等。

由于 SPR 对金属表面介质折射率变化的敏感, SPR 技术可用于制造各种传感器。各种 SPR 传感器已广泛用于生化检测, 气体检测和工艺控制等领域, 现在仍是研究和应用的热点。

1. 棱镜型 SPR 传感器

自从 1988 年 Zhang 等人组建了迄今为止第一套以棱镜作为耦合器件的波长检测型 SPR 传感器之后, 棱镜型 SPR 传感器的应用越来越广泛。

以棱镜为光波导耦合的方式如图 5-18 所示, 主要采用损耗波, 全反射损耗波的波矢 k_e 具有比高折射率棱镜中光波波矢 k_s 更大的特点。损耗波波矢是棱镜中光波波矢 k_p 的分量, 即

$$k_e = k_p \sin \theta \quad (5.3-29)$$

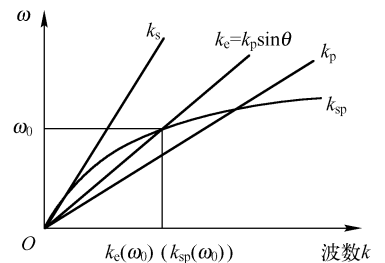


图 5-18 SP 波的棱镜耦合法

式中, θ 为光的入射角。适当选择棱镜底面的入射角, 使损耗波的波数与表面等离子波的波数一致, 该波就能够与 k_{sp} 耦合。

以棱镜为光波导耦合器件, 可选择的棱镜的几何形状有两种: 一种是等腰直角三角形棱镜, 另一种是半球形棱镜。二者均为由折射率较大的石英或光学玻璃等材料制成的棱镜。图 5-19 所示为两种不同结构的等腰直角三角形棱镜。

等腰直角三角形棱镜主要分为 Kretschmann 型和 Otto 型两种。

Kretschmann 型是将金属膜直接沉积在棱镜的底部, 待测定的样品置于金属膜下面。金属膜厚度对测定结果产生重要影响, 因为它直接影响在界面样品与金属膜界面处倏逝波电场强度的大小; 若厚度超过倏逝波的穿透深度, 则倏逝波在金属膜内衰减至很小, 不能到达样品与金属膜界面处, 不能产生表面等离子体共振。

如果金属膜过薄, 共振效果不能达到最佳, 势必会大大降低实验精度, 经实验测定 50nm 厚的金属膜最为理想。Kretschmann 型装置在目前的 SPR 传感器中被广泛采用。

Otto 型是在棱镜底面与金属膜之间有一适当的间隙, 将待测定的物质置于此间隙中。在入射光角度大于临界角度的条件下, 入射光将在棱镜和样品界面发生全反射, 产生的倏逝波作用于样品和金属膜的界面并发生表面等离子体共振。此装置的间隙取值非常重要, 间隙过大或过小都对实验结果产生较大的影响, 因为此种装置在使用和制作上都有一定的难度, 在 SPR 技术中使用较少。但是, 它仍然存在以下优点: 金属膜不与棱镜直接接触, 不会对棱镜表面产生破坏作用; 由于共振发生在金属膜与介质的界面, 金属膜的厚度对共振过程影响较小, 故不需要严格限制金属膜的厚度。

对于半球形棱镜, 见图 5-20, 它可以保证与半球形底面成 $0 \sim 180^\circ$ 角的入射光线均与界面垂直, 反射光的损失小, 且进入棱镜后光线的角度不变。一般情况下, 利用同样原理, 也可制成半圆柱形棱镜。可以说, 作为传感元件, 它是最理想的选择, 但唯一不足的是, 这种棱镜的加工费用较高。

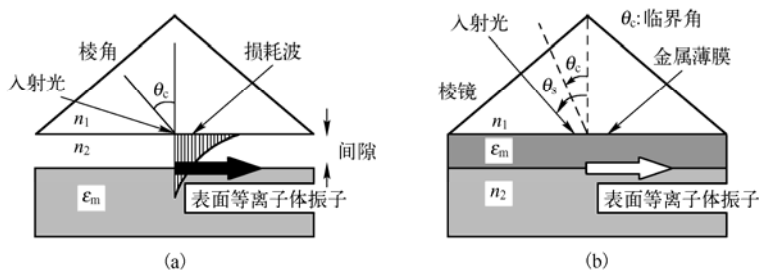


图 5-19 Kretschmann 型结构和 Otto 型结构示意图

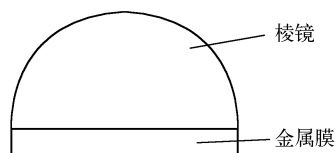


图 5-20 半球形棱镜示意图

2. 光栅型 SPR 传感器

自 1987 年 Tiefenthaler 等人首次提出以衍射光栅作为光波耦合元件的 SPR 传感器之后, 相继又有一些以衍射光栅作为光学耦合元件进行 SPR 研究的报道。1997 年 Nikitin PI 等人开发了肖特基结构的衍射光栅型 SPR 生物传感器, 利用微电子加工技术在硅片上镀上一层 40nm 厚金属膜将 SPR 效应转成电信号输出, 同时用光谱分析仪器检测表面拉曼散射, 利用电压和拉曼谱线两类数据相互补充, 进行反应机理和过程分析。

利用衍射光栅的衍射光产生损耗场, 同时可观察到 SPW, 其原理示于图 5-21。以金属微细光栅代替金属

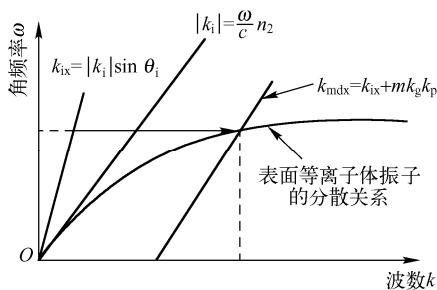


图 5-21 衍射光栅激励 SP 波的原理图

薄膜，利用光栅的衍射在光栅表面产生损耗波。平行于光栅表面的衍射光波矢为

$$k_{\text{mdx}} = k_i \sin \theta + k_g m \quad (5.3-30)$$

式中， k_i 为入射光波矢的大小； m 为衍射级次； θ 为光的入射角； k_g 为光栅衍射矢量的大小， $k_g = 2\pi/d$ ， d 为光栅常数。

当 m 取高级衍射光时， mk_g 值比传播光波矢大，光栅表面就形成损耗场，表面不辐射衍射波；当高级次衍射波的损耗波波数与金属光栅表面的 SPW 波数一致时就激励出 SPW，光能就耦合到 SPW 上，使该衍射级的光强减弱，这一现象也称共振异常(anomaly)，可应用于精密分光测量上。

下面讨论 SPW 的传播特性。对于平面金属表面，SPW 的传播受到金属材料的吸收，衰减加快，衰减随 SPW 的频率与金属介电常数而变化，其传播长度 δ_{sp} 取决于表面等离子波矢复振幅中的虚数部分 k_{sp}'' ，而 $k_{\text{sp}} = k_{\text{sp}}' + ik_{\text{sp}}''$ ，得

$$\delta_{\text{sp}} = \frac{1}{2k_{\text{sp}}''} = \frac{c}{\omega} \left(\frac{\epsilon_m' + \epsilon_d}{\epsilon_m' \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\epsilon_m'^2}{\epsilon_m''} \quad (5.3-31)$$

式中， ϵ_m' 及 ϵ_m'' 是金属材料介电函数的实部与虚部， $\epsilon_m = \epsilon_m' + i\epsilon_m''$ 。金属为银时在可见光有低的损耗，典型传播距离为 $10 \sim 100 \mu\text{m}$ 。对通信波 $1.5 \mu\text{m}$ 的近红外光来说可提高到 1mm 。其发展早期认为 SPW 传播距离过小，对光电器件是不可行的；随着器件尺寸的微型化，SPW 基器件尺寸远比传播波长小时，传输损耗也变得可以允许。因此集成的 SPW 基器件就有了新的发展前景，也就是利用亚波长结构的 SPW 变换，实现光在自由传播时没有能量的散射。

如图 5-22 所示，介质层与金属层构成周期性变化的光栅曲面，当入射光照射到光栅表面时将发生衍射，不同的衍射角对应不同的衍射阶。当某一阶衍射光的波矢在界面方向的分量与 SPW 的波矢相等时，二者发生共振，产生 SPR 现象。此时对应的衍射阶发光强度大幅降低，甚至消失。所以光栅耦合结构的 SPR 传感系统可以通过检测衍射光发光强度分布的方法获得与棱镜耦合方式类似的 SPR 峰值曲线。

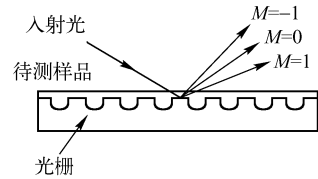


图 5-22 光栅表面衍射光

光栅在制作方面没有难度，但在分析应用时却存在一定的问题，即光线必须透过样品溶液，如果样品溶液是无色的，则影响较小；如果样品溶液有色，则将对光产生吸收，影响 SPR 的测量。

3. 光纤型 SPR 传感器

根据棱镜表面等离子体传感器的原理，1992 年美国华盛顿大学 R. C. Jorgenson 博士提出了表面等离子共振效应可以通过光纤纤芯为载体来实现。SPR 传感器中的耦合器件不再采用棱镜，而是采用光纤。出现了光纤型 SPR 传感器。

同棱镜型相比，光纤型 SPR 传感器具有体积小、响应快、可以实现远程遥感等突出特点，具有更为广阔的发展前景和经济价值。

光纤中传输的光在纤芯和包层中发生全内反射，于是纤芯可作为 SPR 传感的金属膜支持体，在纤芯表面镀金属膜，使光纤成为敏感器件。光纤 SPR 效应的光纤探头与外界接触，属于敏感部分。光纤是激发 SPR 效应的基体，同时承担传光作用。当一束 P 偏振光耦合进光纤后，会发生色散形成若干以不同全反射角传播的单色 P 偏振光。当某一波长的光线满足激发 SPR 条件时，会在整个纤芯柱面激发 SPR 现象。

一般来说, 光纤型 SPR 传感器是将普通光纤一部分包层剥离, 将纤芯裸露出来, 再在纤芯外包裹金属膜层及敏感层。多模光纤存在模间干扰, 使得导模与 SPR 之间的相互作用在强度变化上难以确定。因此大多数情况下使用单模光纤。

光纤型 SPR 传感器按光纤类型可以分为多模光纤 SPR 传感器和单模光纤 SPR 传感器; 按结构可分为终端反射式和在线传输式两种, 如图 5-23 所示。

光纤型 SPR 传感器具有以下特点: 体积小、价格低、灵敏度高; 信号不受电磁干扰; 可加工成各种尺寸; 易于实现远距离遥测等。假定其入射光沿某个子午面传播, 并且在整个纤芯内只发生一次全反射, 由菲涅耳公式计算双层界面 P 光总反射率为

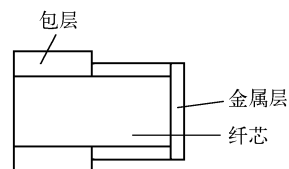
$$r_p = \frac{r_{01}^p + r_{12}^p \exp(2ik_{1z}d)}{1 + r_{01}^p r_{12}^p \exp(2ik_{1z}d)} \quad (5.3-32)$$

$$r_{01}^p = \frac{\frac{\varepsilon_0}{k_{0z}} - \frac{\varepsilon_1}{k_{1z}}}{\frac{\varepsilon_0}{k_{0z}} + \frac{\varepsilon_1}{k_{1z}}} \quad r_{12}^p = \frac{\frac{\varepsilon_1}{k_{1z}} - \frac{\varepsilon_2}{k_{2z}}}{\frac{\varepsilon_1}{k_{1z}} + \frac{\varepsilon_2}{k_{2z}}} \quad (5.3-33)$$

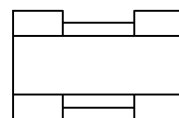
$$k_{0x} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta \quad k_{0z} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon_0 - k_{0x}^2} \quad (5.3-34)$$

$$k_{1z} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon_1 - k_{0x}^2} \quad k_{2z} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon_2 - k_{0x}^2} \quad (5.3-35)$$

$$\lambda_p = \lambda / \sin \theta \quad (5.3-36)$$



(a) 终端反射式



(b) 在线传输式

图 5-23 光纤 SPR 传感器图解

式中, $\lambda = \frac{2\pi c}{n_0 \omega}$ 为光波波长, r_{01}^p 为光纤纤芯与金属界面的反射率, d 为金属层厚度, ε_1 、 ε_2 、 ε_3 分别为光纤纤芯、金属、环境介质的介电常数, $k_{i,j}$ ($i=1,2,3; j=x,z$) 为各介质中的光波波矢分量, c 为真空中的光速, ω 为光波角频率, λ_{sp} 为共振波长, n_0 为真空中的折射率, θ 为入射角。

当采用其他入射角时, 激发光源的波长也要随之改变, 才能保证式 (5.3-36) 成立。

4. 波导型 SPR 传感器

波导型 SPR 传感器是一种新型的 SPR 传感器, 其原理与棱镜耦合方式的 Kretschmann 型结构类似。当波导中传播的光波经过表面覆盖着金属膜层的区域时, 在金属层界面发生全反射, 如图 5-24 所示。如果 SPW 的相位与光波导模式的相位一致, 就会激发 SPW。此时在波导的输出端可以检测到 SPR 峰值曲线。这种结构具有光路可控、易于小型化等优点。这种传感器具有对水体环境中的微小生物量进行检测的潜能, 是根据传输光强度的变化进行的, 光源的稳定性和波导的耦合效率限制了传感器准确度的提高。

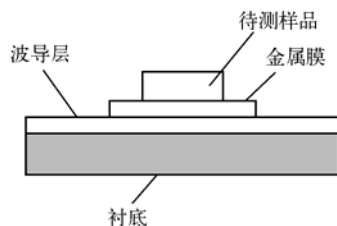


图 5-24 光学波导耦合结构示意图

图 5-25 所示是一种 SP 波导器件, 图 (a) 是在玻璃基底上用金制成的长条结构的扫描电镜照片, 长条厚 40nm, 宽 2.5 μ m; 图 (b) 是用 PSTM (光扫描隧道显微镜) 观察到的条形结构 SPW 的光功能现象, 激励采用大直径光斑的红光 (波长 800nm), 激励光通过基底在条形 SPW 本征模上将有三个最大光强, 说明 SPW 可在金属上耦合形成; 图 (c) 是正交截面上的光强分布。

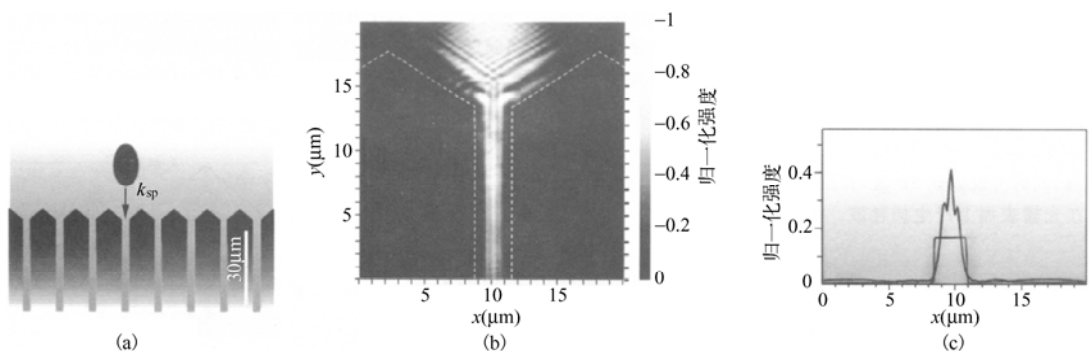


图 5-25 一种 SP 波导器件

所有具有周期性的表面，例如亚微米尺寸的带隙结构 (bandgap)、纳米尺寸的突起阵列、小孔阵列，都是可以形成 SPW 的微器件，获得高效率、长寿命及全色器件。利用增强的 SPW 光吸收，可以制成微太阳能电池。利用 SP 模式可设计出量子级联的激光器，利用 SP 基光子，非线性器件也可制成新的光开关。总之，由亚微米结构形成的 SPW 有若干近场特性和优点，如利用其谐振产生的增强非线性过程等，这是微光学中一个新的研究领域。

5. 波长调制型 SPR 传感器

波长调制型 SPR 传感器是指入射光的角度固定，通过改变入射光波长，在实验过程中测量反射光强度与入射光波长之间的关系，利用共振波长的变化来研究待测体系的性质及变化。通常情况下，对于波长检测型 SPR 传感器，入射光采用白光光源 (宽带光源)，检测装置采用光谱仪或 CCD。波长调制型 SPR 传感器要求光源的光谱有很高的连续性，检测端需要精密光谱仪作为检测工具，大大增加了成本。另外，波长的变化将导致待测介质折射率发生变化 (即产生色散)，而 SPR 研究主要基于介质折射率的变化，这可能导致共振波长出现两个峰值。波长变化还将导致金属膜折射率发生变化，这些都会给实验带来误差。

$$\text{设入射光波矢} \quad k = \omega / v \quad (5.3-37)$$

入射光波矢在 x 轴方向上的分量为

$$k_x = k \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta \quad (5.3-38)$$

表面等离子波矢

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (5.3-39)$$

且表面等离子波矢是有关第二种介质介电常数的函数

$$k_{sp} = k_{sp}(\epsilon_2) \quad (5.3-40)$$

由共振条件

$$k_x = k_{sp} \quad (5.3-41)$$

可得共振波长为

$$\lambda_{ATR} = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta}{k_{sp}(\epsilon_2)} \quad (5.3-42)$$

式中， ω 为入射光角频率， λ 为入射光波长， v 为入射光在介质中的速度， θ 为入射角， ϵ_0 为棱镜相对介电常数， ϵ_1 和 ϵ_2 为金属膜和样品的相对介电常数， c 为真空中的光速。

由式 (5.3-42) 可知，共振波长是介质介电常数、入射角和样品介电常数的函数；当介质介电常数和入射角固定时，共振波长只与样品介电常数有关。

6. 角度调制型 SPR 传感器

这种类型的 SPR 传感器是指固定入射光的波长，以入射光的角度为变量的角度检测型模

式, 在实验过程中测量反射光强度与入射角的关系, 通过共振角的变化研究待测体的各种性质及变化。角度调制方法的检测精度非常高, 但是对于检测样品的测量, 需要一套精密的角度步进装置, 扫描角度所需周期长; 对于实时变化类型样品难于实现在线监测, 一般适用于实验室。另外, 该类传感器多采用单波长光源。由于激光具有单色性好, 强度高, 脉冲间隔小等优点, 因此, 光源多采用激光器, 但常规气体激光器体积大, 不适合 SPR 传感仪器的系统整合。

$$\text{设介质中的光速为} \quad v = c/n_0 = c/\sqrt{\varepsilon_0} \quad (5.3-43)$$

将式 (5.3-37) 代入上式, 得到入射光波矢在 x 轴方向上的分量, 见式 (5.3-38)。而表面等离子体在 x 轴方向上的波矢 k_{sp} 如式 (5.3-39), 由共振条件 $k_x = k_{sp}$, 有

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} \quad (5.3-44)$$

由式 (5.3-44) 可知, 共振吸收角是介质介电常数、金属介电常数和样品介电常数的函数; 当介质和金属膜确定以后, 共振吸收角只与样品介电常数有关。

7. 相位调制型 SPR 传感器

相位调制型 SPR 传感器是指在发生 SPR 时, 激发 SPR 的 P 偏振光的相位变化剧烈, 而 S 偏振光相位基本不变。因此, 在 SPR 相位检测中, 把 P 光和 S 光分别作为测量光和参考光, 通过检测 P 偏振光的相位变化情况, 来达到检测的目的。根据相位检测方法的不同, 又分为 SPR 椭偏成像法和 SPR 干涉成像法。SPR 椭偏成像法采用成像椭偏仪检测 SPR 反射光的相位变化导致的偏振态变化的分布。这种方法相位检测精度高, 空间分辨率高, 可实现大规模微阵列检测。但测量实时性差, 每次测量数据获取时间为 $10 \sim 10^2$ s。且测量精度要求越高, 测量的实时性越差。同时测量范围和检测精度也是一对矛盾。SPR 干涉成像法采用干涉方法记录并测量 SPR 传感器表面反射光的相位分布, 其系统结构相对简单, 测量实时性较好, 测量范围也可达 0.08 RIU (折射率变化单位), 测量精度与成像法角度调制型和波长调制型 SPR 传感器相当。当干涉图像的相位检测精度为 0.1° 时, 对应折射率测量精度为 10^{-5} RIU。这种方法的难点在于如何实现波面相位的高精度实时检测, 且测量范围和检测精度相互矛盾。相位检测是最灵敏的检测方法。

8. 基于 SPR 技术的近场扫描光学显微镜

将 SPR 技术与近场扫描光学显微技术相结合, 产生了基于 SPR 技术的近场扫描光学显微镜。

早在 20 世纪 80 年代, 有人用附着在光滑金膜表面的单个聚苯乙烯纳米颗粒作为近场光学探针, 研究表面附着的颗粒对表面等离子体波的作用, 为局域等离子波研究和高灵敏度、高分辨率的近场光学显微镜提供了一种新的技术。

德国的几个研究小组最早利用实心金属探针使表面等离子波发出的圆锥辐射对金膜成像, 分辨率为 3nm, 这种近场光学显微镜被用于单分子检测。

德国的另一个研究小组证明使用光纤探针可以探测表面等离子体共振。这种探测方法具有两个显著意义: 一是相对于实心金属探针来说, 光纤探针对表面等离子体共振的探测是一种无干扰探测; 二是表面等离子体共振引起的近场光信号增强可提高扫描近场光学显微镜的信噪比。

马里兰大学的 Igor Lsmolyaninove 等人用短脉冲功率激光在金膜表面制造缺陷, 然后用光纤探针探测表面等离子波在金膜表面传播时遇到缺陷的散射现象, 这对多通道生化传感器和集成光路有实际意义。而瑞士的两个小组则使用光纤探针探测到表面等离子波被三个纳米粒子散

射后的互相干涉现象。

有关近场扫描光学显微镜的内容将在 5.4 节介绍。

5.3.3 SPR 传感器的性能

SPR 传感器的灵敏度是指 SPR 的一些参数(共振角度或共振波长)相对于被检测参数(待测物折射率、传感膜的厚度和浓度等)变化曲线的斜率。

角度检测型 SPR 传感器的灵敏度随着波长的降低而增加;相反地,波长检测型和强度检测型 SPR 传感器的灵敏度则随着波长的增加而增加。另外,波长检测型和强度检测型 SPR 传感器采用银膜代替金膜作为传感器的传感膜,灵敏度会更高。一般地,棱镜型 SPR 传感器的灵敏度要高于光栅型 SPR 传感器,改变传感膜的厚度对于大多类型的传感器来说,具有相同的趋势。

SPR 传感器的分辨率是指可被传感装置检测出来的 SPR 参数的微小变化。传感器的分辨率取决于被检测的参量的准确度,但同时也受到了传感器系统噪音的影响。

有人通过仿真手段输出的共振曲线来比较不同折射率待测物质的反射光强与光波入射角的关系,得出以下结论:反射光强存在极小值,待测物质折射率不同,极小值对应的入射角也不同,极小值对应的入射角就是共振角;待测物质的折射率越大,对应的共振角也越大。入射介质与待测物质折射率之差越大,对同一种待测物质的共振角就越小,且共振角度对应的反射率也越小,即共振现象越明显。

不同厚度的金属膜也对反射光强有影响,金属膜过厚或过薄都不利于激发等离子体共振,选择厚度为 50nm 左右的金属膜时效果比较理想,共振峰比较明显,吸收峰对应的共振角度与光密、光疏介质的折射率,金属膜的厚度有关:易于观察到共振现象的金属膜厚在 100nm 以下,入射光波长在可见光范围内。当光密与光疏介质的折射率相差越大,共振现象越明显。关于角度检测型、波长检测型和强度检测型 SPR 传感器灵敏度和分辨率的比较,见表 5-1。

表 5-1 不同类型 SPR 传感器结构对应的灵敏度和分辨率

检测类型	角度检测型		波长检测型		强度检测型	
用于激发 SPW 的 光学系统	灵敏度(°/RIU)		灵敏度(nm/RIU)		灵敏度(%/RIU)	
	分辨率(RIU)a		分辨率(RIU)b		分辨率(RIU)c	
	$\lambda = 630\text{nm}$	$\lambda = 850\text{nm}$	$\lambda = 630\text{nm}$	$\lambda = 850\text{nm}$	$\lambda = 630\text{nm}$	$\lambda = 850\text{nm}$
耦合元件为棱镜	191	97	970	13800	3900	15000
	5×10^{-7}	1×10^{-6}	2×10^{-5}	1×10^{-6}	5×10^{-5}	1×10^{-5}
耦合元件为光栅	43	39	309	630	1100	4400
	2×10^{-6}	2×10^{-6}	6×10^{-5}	3×10^{-5}	2×10^{-4}	5×10^{-5}

注: a 对于角度分辨率为 1×10^{-4} 度而言; b 对于波长漂移 0.02nm 而言; c 对于强度测量, 光能的 0.2% 而言

与棱镜耦合入射光的方式相比, 光栅耦合法在数学计算方面极其复杂。以波长做为变量时, 棱镜耦合法的灵敏度高于光栅耦合法。对于改变角度的测量方式, 棱镜耦合与平面光栅耦合具有相似的灵敏度。但是, 若采用曲面衍射光栅, 情况则不同, 它可提供一个非常高的信噪比, 因此, 可在测定 SPR 峰位置变化方面获得很高的灵敏度, 其结果远高于棱镜耦合。SPR 传感器的灵敏度可表达为被测物单位折射率变化所对应的共振信号的改变, 实际工作中一般均由实验数据作图求得。由 SPR 的理论公式, 也可推导出灵敏度的计算公式。对改变角度的方

式而言，其灵敏度为

$$s_{\theta} = \frac{d\theta_0}{dn_2} = \frac{\varepsilon_1 \sqrt{-\varepsilon_1}}{(\varepsilon_1 + n_2^2) \sqrt{\varepsilon_1(n_2^2 - n_0^2) - n_0^2 n_2^2}} \quad (5.3-45)$$

式中， n_0 为棱镜的折射率， n_2 为介质的折射率， ε_1 为金属的介电常数。

对改变波长的 SPR 传感器而言，灵敏度的计算公式为

$$S_{\lambda} = \frac{d\lambda}{dn_2} = \frac{\varepsilon_1^2}{\frac{n_2^3}{2} \left| \frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} \right| + (\varepsilon_{1r} + n_2^2) \varepsilon_1 \frac{dn_0}{d\lambda} \frac{n_2}{n_0}} \quad (5.3-46)$$

灵敏度比较的计算结果表明，测定共振波长方式的灵敏度高于测定共振角方式的灵敏度，但大多数人仍然选择测量角度变化的方式而不选择测量波长变化的方式，原因在于，不同波长下介质的折射率不同，而 SPR 研究主要是基于介质折射率的变化，且介质吸收系数的变化有时将导致共振波长出现两个峰值。影响 SPR 灵敏度（响应度）的关键因素主要有：入射角、入射光的波长、玻璃和金属的折射率、金属厚度、样品介质的质量和折射率。不同类型 SPR 传感器结构性能的比较，见表 5-2。结果表明，波长调制型和角度调制型拥有大致相同的分辨率，而相位调制型相对于上述两种构型的分辨率约高出 3 倍。

表 5-2 不同类型 SPR 传感器结构性能比较

调制方式	斜率	仪器分辨率
角度	$1.5 \times 10^{-2} \text{ RIU}/^\circ$	$1 \times 10^{-2}/^\circ$
波长	$1.8 \times 10^{-4} \text{ RIU}/\text{nm}$	$1 \times 10^{-2}/\text{nm}$
相位	$2.0 \times 10^{-5} \text{ RIU}/^\circ$	$2.5 \times 10^{-2}/^\circ$

5.4 近场光学探测技术

在光学研究领域中，材料或器件的光学性质与其尺寸密切相关，当尺度达到纳米量级时，材料或器件表现出与远场光学有所区别的性质。在某些结构中，光学现象甚至发生在几十纳米的范围内，这超出了普通光学的分辨率，用普通光学无法进行表征。由此产生了一个新兴的研究领域——近场光学。

近场光学主要处理与介观光学结构相关的倏逝场现象。在光与物质的相互作用中，倏逝场一般存在于距离物体表面很近的范围，即光学近场区域内，并且随着距离增加很快衰减，因此，倏逝波在远场的作用一般被忽略。在近场范围内，微纳结构表面存在很强的倏逝波，在很多情况下起主导作用。因此倏逝场是近场光学研究的主要对象之一。

从物理基础上来看，近场光学理论遵循麦克斯韦方程。然而，麦克斯韦方程在处理复杂的边界条件时往往难以获得精确解，因此，人们在处理介观光学结构时，根据所描述的特定结构类型逐渐发展出多重理论计算方法，如时域有限差分法 (FDTD)、平面波展开法。多偶极子法 (MMP)、直接空间积分法 (DSIEM) 等。

在近场光学的实验研究中，近场扫描显微镜是近场探测的主要工具。本节将对近场光学原理、近场扫描光学显微镜及其在近场光学探测中的应用做简要介绍。

5.4.1 近场光学原理

目前，近场光学理论中，最集中的是两类问题：（1）物体近场中电磁波的特性问题。这是近场物理最基本的问题。主要包括在光照射下，物体近场内电磁波的组成，传播特性，以及传统光学原理（如 Huygens-Fresnel 原理，光谱选择定则等）在近场中的适用性等。（2）探针-样品 (Tip-Sample, T-S) 的相互作用问题。包括在近场扫描光学显微镜 (near-field scanning optical microscope,

NSOM) 中, T-S 相互作用对边界的依赖, 对光信号的影响, 以及在亚波长探针尺寸内光波的传输特性, 理解 NSOM 中获得的图像高分辨率, 以及衬度、偏振关系对图像的影响等。

从处理方法看, 主要采用两条途径: 一是从不确定原理出发, 应用衍射理论, 对近场电磁场进行频谱分析, 定性理解近场的频谱成分, 属于宏观模型; 二是从自由偶极子的电场分布出发, 用格林函数法, 把探针和样品的局域结构看成多个电偶极子组成的散射中心, 来理解 T-S 间的相互作用, 这是微观模型。后者对近场特征和光谱的理解是本源性的, 但数学上极其复杂。本书主要介绍宏观模型中的平面波展开法。

一般而言, 显微镜的目的是将被观察物中非均匀的分布加以放大与重构。光学显微过程中, 外部照射光与样品相互作用后, 通过散射、衍射、折射和透射的光, 被样品吸收后再重新发射(荧光), 再被镜头收集、聚集而成像。这种电磁波与样品的相互作用是不能用几何光学来解释的。一个常用的方法是用物体表面场分布的衍射波以及这些波的传导过程来描述, 即光的角分布谱及传播过程。

传统的光学显微镜通过探测光谱的远场特性实现样品的测量, 由瑞利判据可知, 光的衍射极限为

$$\Delta x \geq \frac{0.61\lambda}{n \sin \theta} \quad (5.4-1)$$

式中, $n \sin \theta$ 为数值孔径, 它的取值范围一般为 $1.3 \sim 1.5$, 根据光的常规衍射方法得到的分辨率不超过 $\lambda/2$, 因此传统的光学显微镜不可能得到比 $\lambda/2$ 更小的分辨率。另外, 在传统光学中, 一个矢量的分量数值一般来说不可能大于这个矢量的数值。例如, 对于波矢 \mathbf{k} , 它的模为 k , 即

$$k_x \leq |\mathbf{k}| = k \quad (5.4-2)$$

如图 5-26 所示, 在 O 点观察间距为 Δx 的 A 、 B 两点, 有两束波长相同的光分别来自 A 和 B , 即 $k_A = k_B = k$, 传播方向如图中所示, 它们之间的夹角为 2θ 。

则波矢 \mathbf{k}_A 和 \mathbf{k}_B 在 x 方向上的差值为

$$\Delta k_x = 2k_x = 2k \sin \theta \quad (5.4-3)$$

当 $\theta = \pi/2$ 时, Δk_x 取得最大值, 为 $2k$, 即

$$\Delta k_{x\max} = 2k = 2/\lambda \quad (5.4-4)$$

根据测不准关系, 可以得到 $\Delta x_{\min} \geq \lambda/2$, 同样得到了其衍射极限。

由海森堡测不准关系可知: 同时精确地测量一对共轭的物理量是不可能的, 但是如果对其中的一个共轭的物理量的精度不做特别要求的话, 那么另外一个共轭物理量的测量精度应该是不受限制的, 也就是说, 另外一个共轭物理量的精度可以无限大。根据这个原理, 如果对 k 的精度不做要求, 那么对 x 的测量精度就不应该有限制, 可以达到想要的精度。也就是说, 如果 \mathbf{k} 的 x 分量 k_x 大于 \mathbf{k} 的模, 即

$$k_x > |\mathbf{k}| = k \quad (5.4-5)$$

那么由式(5.4-3)可得

$$\Delta k_x = 2k_x > 2k \quad (5.4-6)$$

根据测不准原理, 必然有

$$\Delta x < \lambda/2 \quad (5.4-7)$$

上式表明: 在满足式(5.4-6)的条件下, 可分辨的 A 、 B 两点间的距离可以小于半个波长, 即衍射极限是可以突破的。

那么如何来满足条件式(5.4-6)呢? 由波矢 \mathbf{k} 的色散关系 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ 可得

$$k_x = \sqrt{k^2 - k_y^2 - k_z^2} \quad (5.4-8)$$

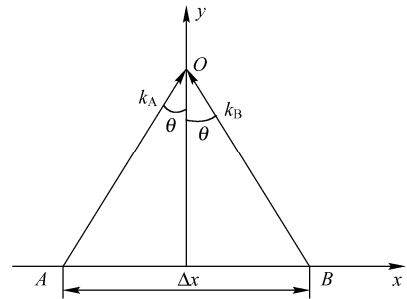


图 5-26 波 A 和 B 传播方向示意图

因此, 由上式可知: 要想使得 $k_x > k$, 必须使 k_y 和 k_z 二者中至少有一个是虚数, 具体地说, k_z 是虚数时, 便可以满足式 (5.4-6), 从而实现超衍射分辨率。倏逝波的波矢量是虚数, 因此通过探测近场中的倏逝波, 可以实现超衍射分辨率。而传统的远场光学中只存在传播场, 因此, 远场探测的分辨率受衍射极限限制。

下面通过角度谱的概念对近场探测技术做进一步说明。

可将物体结构的分析转化为对表面场分布的分析, 设物体表面场一维分布为 $E(x, z) = 0$, 经傅里叶变换, 其角度谱分布为

$$F(k_x, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x, z=0) \exp(-ik_x x) dx \quad (5.4-9)$$

在距离物体表面 z 处, 场强分布为

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, z) \exp(ik_x x) dk_x \quad (5.4-10)$$

$F(k_x, z)$ 与 $F(k_x, 0)$ 的关系可用来描述 E 的传播过程, 利用 Helmholtz 波动方程

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (5.4-11)$$

可得解析解为

$$F(k_x, z) = F(k_x, 0) \exp(i\sqrt{k^2 - k_x^2} \cdot z) \quad (5.4-12)$$

(1) 对于 $k_x < k = \omega/c$

$$F(k_x, z) = F(k_x, 0) \exp(i\sqrt{k^2 - k_x^2} \cdot z) \quad (5.4-13)$$

角度谱中, 这些低空间频率分量可传播到远场探测器。

(2) 对于 $k_x > k = \omega/c$

$$F(k_x, z) = F(k_x, 0) \exp(-\sqrt{k^2 - k_x^2} \cdot z) \quad (5.4-14)$$

角度谱中, 这些高空间频率分量是振幅沿 z 方向呈指数衰减的倏逝波, 被限制在近场区域, 沿物体表面传播, 不能被远场探测器接收。作为衡量这一区域尺度量的衰减长度为

$$d = 1/\sqrt{k_x^2 - k^2} \quad (5.4-15)$$

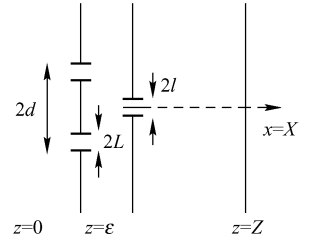


图 5-27 近场探测的双狭缝模型

通过对这些倏逝波的探测, 可突破传统光学分辨率的极限。对倏逝场的探测可实现超高分辨率。对此可用一简化模型加以分析。如图 5-27 所示, 用两个相距 $2d < \lambda/2$ 的狭缝 (宽度为 $2L$) 代表物体表面的细微结构, 用矩形函数 $\text{rect}(x, d-L, d+L)$ 和 $\text{rect}(x, -d-L, -d+L)$ 表示。宽度为 $2l$ 的狭缝代表近场探测器, 用矩形函数 $\text{rect}(x, X-l, X+l)$ 表示。为简单起见, $E(x, z=0)$ 可表示为

$$E(x, z=0) = E_0 [\text{rect}(x, d-L, d+L) + \text{rect}(x, -d-L, -d+L)] \quad (5.4-16)$$

则可得到

$$F(k_x, z=0) = 4E_0 \cos k_x d \frac{\sin k_x L}{k_x} \quad (5.4-17)$$

上式经变形后得

$$F(k_x, z=0) = 2E_0 \left(\frac{\sin k_x (L+d)}{2k_x} + \frac{\sin k_x (L-d)}{2k_x} \right) \quad (5.4-18)$$

从以上分析可看出 d 和 L 的大小决定了倏逝波与传播波的比例。 L 和 d 的大小对应物体表面结构的精细度。不妨设 $L > d$, $L+d$ 越大且 $L-d$ 越大, 则物体表面精细结构越少, 突变密度越低, 角度谱越窄, 倏逝波所占比例越低。 $L+d$ 越小且 $L-d$ 越小, 则物体表面精细结构越多, 突变越复杂, 角度谱越宽, 倏逝波所占比例越高。

● 在远场 $E_f(x, z = Z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega/c}^{\omega/c} \exp(-ik_x x) F(k_x, z = 0) \exp(-i\sqrt{k^2 - k_x^2} Z) dk_x$ (5.4-19)

● 对于近场探测, 将 $2l$ 狭缝置于近场区域 ($x, z = \varepsilon \ll \lambda$), 得到狭缝后场分布及角度谱分布为

$$E_n(x, z = \varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ik_x x) F(k_x, z = 0) \exp(-i\sqrt{k^2 - k_x^2} \varepsilon) dk_x \quad (5.4-20)$$

$$F_n(k'_x, z = \varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} 4E_0 \cos k_x d \frac{\sin k_x L}{k_x} \exp(-i\sqrt{k^2 - k_x^2} \varepsilon) \times 2 \frac{\sin(k'_x - k_x)l}{k'_x - k_x} \exp[i(k'_x - k_x)x] dk_x \quad (5.4-21)$$

传播到 $z = Z$ 处, 远场接收器场分布为

$$E_f(x, z = Z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\omega/c}^{\omega/c} \exp(-ik'_x x) F_n(k'_x, z = \varepsilon) \exp(-i\sqrt{k^2 - k'^2} Z) dk'_x \quad (5.4-22)$$

由于 $z = 0$ 处光场角度谱中, $|k_x| > \omega/c$ 的部分无法传播到 $z = Z$ 处, 因而方程 (5.4-18) 中远场探测无倏逝波成分。 $z = \varepsilon$ 处可接收到 $|k_x| > \omega/c$ 的成分, 并经 $2l$ 狭缝扰动后转化为可传播至远场的 k'_x ($|k'_x| < \omega/c$), 由方程 (5.4-21) 可知, 其转换特性由 $\frac{\sin(k'_x - k_x)l}{k'_x - k_x}$ 决定。比较式 (5.4-17) 和式 (5.4-20), 从加入 $2l$ 狭缝前后的角度谱分布变化来看, 可形象地说明近场探测可将倏逝波成分转化为传播波。为便于说明, 可考虑 $d = 0$ 情况, 无 $2l$ 狭缝时角度谱如图 5-28(a) 所示, 空间频率为 $|k_x| > \omega/c$ 的成分无法传播到远场; 当加入 $2l$ 的狭缝后, 由于 $\frac{\sin(k'_x - k_x)l}{k'_x - k_x}$ 的影响, 狭缝后的角度谱发生频移 (如图 5-28(b) 所示), 使双 $2l$ 狭缝的空间频率为 $|k_x| > \omega/c$ 的成分转化为传播波。

由方程 (5.4-19) 和 (5.4-22) 数值计算得到的场强分布, 形象的说明了近场探测可实现超高分辨率的原理, 如图 5-29 所示。图 (a) 为没有 $2l$ 狭缝时, 双狭缝 ($2L = 0.12\mu\text{m}$, $2d = 0.16\mu\text{m}$) 在 $z = Z$ 处所成像, 狭缝的像无法分辨; 图 (b) 为 $2l = 0.08\mu\text{m}$ 狭缝置于距 $2l$ 狭缝 $\varepsilon = 0.01\mu\text{m}$, 在 $z = Z$ 处成像, 狭缝的像清晰可辨。

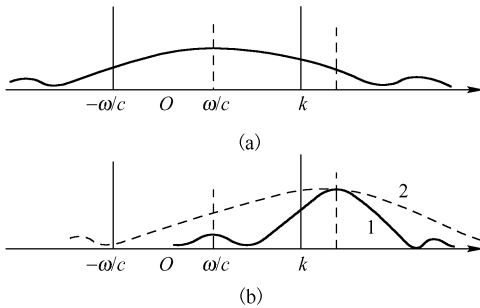


图 5-28 狭缝 $2l$ 将非辐射场转化成辐射场

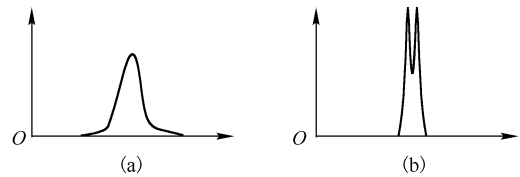


图 5-29 $z = Z$ 处的场强分布

由以上分析可以得到以下结论:

(1) 有限大小的物体将激发 (或散射) 辐射场和非辐射场, 辐射场对应低频部分, 非辐射场对应高频部分。

(2) 瑞利极限符合海森堡测不准关系, 但不是本质的。测不准原理是较本质的, 由此可引出物体散射场的频谱分布。

(3) 小于 $\lambda/2$ 的结构信息均隐含于非辐射场中, 只有探测非辐射场, 才能获得突破瑞利极限的分辨率。

(4) 小孔径的探针可将非辐射场转化成辐射场, 其作用机制是对非辐射场成分的重新频谱

分配。

(5) 探针尺寸越小, 距物体越近, 近场探测分辨率越高。

简单地说, 要获得小于 $\lambda/2$ 的空间分辨率, 必须满足两个探测条件: 近场和小孔径的探针。

5.4.2 光子隧道理论

基于对光学界面全内反射引起的倏逝场探测的 PSTM 技术, 是一种非常典型的光学近场探测技术。对光学界面的倏逝场特性的探讨, 有助于理解物体近场的光子行为, 并为 PSTM 系统的建立提供理论依据。

有限尺寸的细小物体, 在其散射场中含有部分倏逝场, 物体尺寸越小, 倏逝场成分越多。但这并不是唯一产生倏逝场的途径。事实上, 在全内反射现象的研究中, 早已认识了在光学界面上产生的倏逝场。

考虑两边折射率为 n_1 和 n_2 的光学界面 ($n_2 > n_1$), 平面波 (\vec{E}_1, \vec{H}_1) 从 n_2 入射到界面上 (见图 5-30), 在该处将产生反射波 (\vec{E}_1', \vec{H}_1') 和折射波 (\vec{E}_2, \vec{H}_2)

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= E_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)}, & \vec{H}_1 &= H_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)} \\ \vec{E}_1' &= E_1' e^{i(\vec{k}_1' \cdot \vec{r} - \omega t)}, & \vec{H}_1' &= H_1' e^{i(\vec{k}_1' \cdot \vec{r} - \omega t)} \\ \vec{E}_2 &= E_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)}, & \vec{H}_2 &= H_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)}\end{aligned}\quad (5.4-23)$$

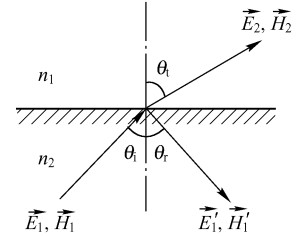


图 5-30 光在两种不同介质界面上的传播特性

设 θ_i 、 θ_r 和 θ_t 分别是入射角、反射角和折射角, 则由 5.2.1 节可知:

(1) 对于与入射面平行的光波 (TE 波), 有

$$\frac{E_{1p}'}{E_{1p}} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)}, \quad \frac{E_{2p}}{E_{1p}} = -\frac{2 \cos \theta_i \cdot \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (5.4-24)$$

(2) 对于与入射面垂直的光波 (TM 波), 有

$$\frac{E_{1s}'}{E_{1s}} = -\frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)}, \quad \frac{E_{2s}}{E_{1s}} = -\frac{2 \cos \theta_i \cdot \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} \quad (5.4-25)$$

由 5.2.1 节可知, 当入射角 $\theta_i > \theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ 时, 将发生全内反射现象, 在界面 ($z=0$) 附近, 存在倏逝场。

对 TE 波, 由边界条件可得该倏逝场的相位满足

$$\vec{E}_{2p} = E_{2p} e^{-k_{2z}z} \cdot e^{i(k_{2x} \cdot x - \omega t)} \quad (5.4-26)$$

式中, $k_{2z} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \theta_i - \sin^2 \theta_c}$ 。由式 (5.4-24) 得

$$\frac{E_{2p}}{E_{1p}} = -\frac{2n_1 \cos \theta_i}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \cdot e^{-i\phi} \quad (5.4-27)$$

$$\phi = \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - (n_2/n_1)^2}}{\cos \theta_i} \quad (5.4-28)$$

式中, 倏逝场振幅 E_{2p} 、 E_{1p} 为入射场振幅。显然倏逝场沿 z 轴方向呈指数衰减, 并与入射波有一相位差。

对 TM 波, 同样可以得到

$$\vec{E}_{2s} = E_{2s} e^{-k_{2z}z} \cdot e^{i(k_{2x} \cdot x - \omega t)} \quad (5.4-29)$$

$$\frac{E_{2s}}{E_{1s}} = \frac{2(n_2/n_1)^3 \cos^2 \theta_i - i \cdot 2(n_2/n_1) \sqrt{\sin^2 \theta_i - (n_2/n_1)^2}}{(n_2/n_1)^4 \cos^2 \theta_i + \sin^2 \theta_i - (n_2/n_1)^2} \quad (5.4-30)$$

由式(5.4-27)和式(5.4-30)可知, 倏逝波沿 x 方向传播, 其等相位面垂直于界面, 而场强沿 z 轴方向呈指数衰减。但对 TE 波和 TM 波, 倏逝波场强不同。这决定了在 PSTM 中, 两者对图像的贡献不同, 一般只采用 TM 波激发模式。在衰减深度 $d_\zeta = \lambda/2\pi\sqrt{\sin^2 \theta_i - (n_2/n_1)^2}$ 范围内, 是所关心的光学近场区域。

倏逝场的平均能流密度为

$$S_{2x} = \frac{1}{2} \text{Re}(E_{2y} H_{2z}^*) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_0}} |E_2|^2 e^{[-2k_{2z} \sin(n_1 \theta_i / n_2)]} \quad (5.4-31)$$

$$S_{2z} = \frac{1}{2} \text{Re}(E_{2y} H_{2x}^*)$$

即沿 z 轴方向透入介质 n_2 的平均能流密度为 0。表明倏逝场仅局限在近场内振荡, 入射能量全部转移到反射波中。

当在界面近场内引入另一介质时, 这种全反射能量分配被破坏。在 $z = d < d_\zeta$ 处引入另一介质的折射率仍为 n_1 (见图 5-31), 该介质将把倏逝场转化为传播波 \vec{E}_{3p} (仅考虑 TE 波)

$$\vec{E}_{3p} = E_{3p} \cdot e^{k_{2z}d} \cdot e^{i(k_{2x}x - \omega t)} \quad (5.4-32)$$

$$\frac{E_{3p}}{E_{1p}} = \frac{n_1 \cos \theta_i \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_1^2 - n_2^2} \cdot e^{i(\phi_2 - \phi_1)} \quad (5.4-33)$$

从上面讨论中可看到, 由于另一传导介质的引入, 将打破倏逝场, 使部分能量转移到介质 3 中并传播到远场, 这就是光子隧道现象。式(5.4-32)形式上与电子隧道现象相似, 只是这时的能量载体为光子。随着能量向介质 3 的转移, 在介质 1、2 界面上的全反射也将被破坏, 反射率将低于 100%。

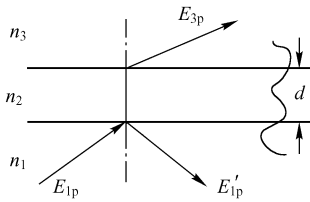


图 5-31 倏逝波传播的原理图

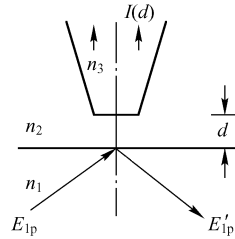


图 5-32 光子隧道效应原理图

考虑一端面为平头的锥形探针, 折射率 $n_3 = n_1$, 置于倏逝场中 (见图 5-32)。由于在近场 $d < d_\zeta$ 范围内的探针针尖表面都参与倏逝场的探测, 为简化问题, 假设仅其端面感应倏逝场。其有效探测半径为 $r_{\text{eff}} (< \lambda)$, 由式(5.4-33), 可得探针转化的倏逝场能量为

$$I(d) = \int_{-r_{\text{eff}}}^{r_{\text{eff}}} |E_{3p}|^2 dx \quad (5.4-34)$$

可得

$$I(\theta_i) \propto \frac{n_1^2 \cos^2 \theta_i (n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)}{n_1^2 - n_2^2} \quad (5.4-35)$$

$$I(d) \propto A_0 e^{-k_{2z}d} \quad (5.4-36)$$

式中, $A_0 = \frac{\pi r_{\text{eff}}}{2k_{2z}}(1 - e^{k_{2z}r_{\text{eff}}})E_{\text{ip}}^2$ 。式(5.4-35)、式(5.4-36)反映了倏逝场的理论探测强度。但上述分析并没有考虑探针与样品界面的相互作用, 即认为探针并不破坏光学界面的倏逝场。事实上, 这只在探针足够细的条件下才成立的。

5.4.3 近场探测技术

光学显微镜作为对微观世界的研究工具, 在人类对微观世界的研究中发挥着至关重要的作用。普通光学显微镜受到衍射极限的限制, $\Delta \approx 0.61\lambda/\text{NA}$, 即使使用油浸物镜提高数值孔径 NA, 分辨极限也只能达到约半个光波长。可见光的短波极限约为 400nm, 很难制造出分辨率在 200nm 以下的光学显微镜。

1928 年, 一种新型的突破衍射极限的光学显微镜的构想被提出, 它把一块透明样品放在一块带有 10nm 小孔的不透明平板或薄膜下面, 光从下方照射到小孔上, 透过小孔和样品后由一个光电池接收。保持光源光强不变, 以 10nm 的步进在水平方向上对样品进行二维扫描, 并使小孔与样品的距离控制在 10nm 以内。由于样品各点的光透射率不同, 根据光电池接收到的光强大小, 可以获得明暗变化的样品图像。这种新型光学显微镜的理论分辨率可以达到 10nm, 是当代近场扫描光学显微镜较为完整的设计思路和技术要素。主要包括: (1) 足够强的光源; (2) 直径约 10nm 的小孔; (3) 以纳米量级精度移动样品的位移台; (4) 将小孔与样品间距控制在 10nm 以内的机械电子控制系统。这四点有近场扫描光学显微镜制造的核心技术, 也是当时无法实现的技术难题。

1972 年, 近场扫描光学显微镜首次在微波波段实现。使用波长较长的微波, 获得了超衍射极限的 1/60 波长的分辨率。但由于上述四个关键技术没有解决, 这种设计无法应用到可见光波段。随着激光的发明和应用, 以及扫描隧道显微技术的成熟, 强光源和纳米精度控制等技术难题逐步得以解决。1984 年, 在石英棒端面制备出纳米小孔, 研制成真正意义上的近场扫描光学显微镜, 首次突破了可见光波段光学显微镜的分辨率极限。然而, 该显微镜在探针性能和探针与样品间距控制方面仍然存在缺陷。1991 年, 使用表面镀铝的拉锥光纤制作近场探针, 得到了高性能的近场探针。次年, 该研究组通过光强的振荡变化探测探针与样品间的剪切力变化, 从而进行探针与样品间距的反馈控制, 该方法为探针与样品间距控制提供了简便而可靠的解决方案。随后, 商品化的近场扫描光学显微镜——Aurora 系列研制成功。

由近场光学理论的分析可知, 对空域有限的物体, 其散射场同时包含有传导波(辐射成分)和倏逝波(非辐射成分)。传导波将物体的空间低频信息带到远场, 而倏逝波对应物体的高空间频率, 包含了物体的亚波长之内的信息, 只有通过亚波长尺度探针“浸入”到倏逝场中, 即光学扰动将倏逝波转换成传播波加以探测, 才能得到亚波长之内的结构信息。光学探测则由如下系列转换完成:

- (1) 当用传播波或倏逝波照射高空间频率的物体时, 将产生倏逝波;
- (2) 这样产生的倏逝场不服从瑞利判据, 这些场在远小于一个波长的尺度的局部范围内有很大的变化;
- (3) 根据互易原理, 这些不可探测的高频局域场可以通过微小物体的转换而将这个倏逝场转换为新的倏逝场以及传播场;
- (4) 传播场被适当的远距离探头所记录。

在这里, 由倏逝场到传播场的转换是线性的, 即探测到的场强与相应的倏逝场中的 poyting 矢量成比例, 因此探头获得的信息可准确反映精细结构的局部变化。

1. 近场扫描光学显微镜

近场扫描光学显微镜(NSOM)是利用倏逝场原理且具有亚波长分辨率的光学显微镜。NSOM 打破了远场探测技术的分辨率限制,通过对倏逝波的电场强度甚至相位的监测,反映光在器件中的传播路径及电场分布。在 NSOM 技术中,由光纤组成的探针“无限接近”晶体表面,而倏逝波与探针的相互作用转换为光信息,被传导到中心控制器进行分析。这种显微镜使用一个带有孔阑限制的光纤探针探测样品附近的辐射。辐射强度是样品表面光学性质的量度。分辨率由光纤探针孔径和探针与样品之间的间隙大小决定,与光源的波长无关。将光纤探针以恒高模式在样品表面扫描,可以得到表面的显微图像,其分辨率为 50nm 左右,即为光波长的十分之一;用电子反馈线路调节探针的高度来保持光强的恒定,则可以得到样品表面的形貌。

NSOM 的典型结构如图 5-33 所示,激光通过透镜耦合进入光纤并进一步耦合进入近场探针。通过剪切力反馈控制的方法,使探针和样品之间的距离保持在 10nm 之内。透射光通过透镜收集,导入光电倍增管,从而得到样品表面的光学特征。

NSOM 有三种典型的工作模式,如图 5-34 所示。第一种为透射式,激光经光纤探针在近场区入射到样品上,透镜在远场收集透过样品的光信号;第二种为反射式,激光经光纤探针在近场区入射到样品上,透镜收集样品表面的反射光;第三种为收集式,由外加光源在远场区激发样品表面发光,光纤探针收集样品表面的近场光信号。其中,透射式和反射式为近场激发,远场收集,分别适用于透光和不透光的样品;收集式为远场激发,近场收集,优点是可以用直接探测倏逝场。

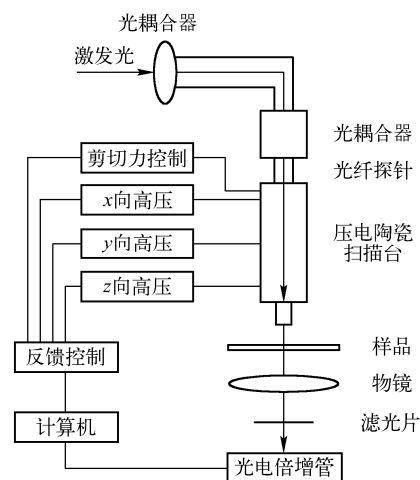


图 5-33 近场扫描光学显微镜的典型结构

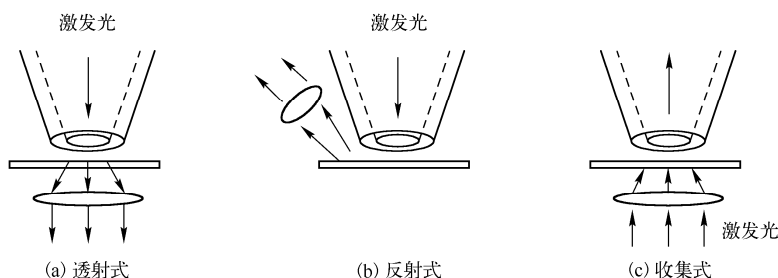


图 5-34 近场扫描光学显微镜的三种工作模式

NSOM 的分辨率由光纤探针的孔径和探针与样品之间的距离决定。探针的孔径直接决定样品的收光面积(透射、反射模式)或收集光点的面积(收集模式),因此是分辨率的直接决定因素。NSOM 要求探针工作在近场区,光束随着探针与样品之间距离的增加而发散,因此,探针与样品之间的距离是影响分辨率的另一因素。一般要求探针与样品之间的距离在 10nm 以内。

光纤探针和反馈电路是 NSOM 制作过程中的两个关键技术。目前,光纤探针制作有高温拉伸和化学腐蚀两种方法。高温拉伸法一般使用高功率 CO_2 激光器来加热单模光纤,加热区域软化时均匀拉伸;化学腐蚀法使用氢氟酸腐蚀 SiO_2 玻璃光纤,通过改变氢氟酸的浓度来控制锥度。此外,还有将这两种方法结合的多步拉伸和腐蚀法,用于制作不同形状的探针。目前实

用化的探针孔径为 50~80nm，外层镀有约 100nm 厚的铝膜，主要是为了防止光泄漏和外界光通过光纤侧壁进入光纤产生噪声。

NSOM 的实验基础建立在用作光探针的光天线上，它必须尽量地小，并且要能比较方便地观察它与另一介质接近时所产生的辐射。这种光天线既可当作发射器又可当作接收器。从天线中发出或接收的光强可以穿过样品(透射显微术)或在表面反射。

为了制成极小的孔阑，可将一个石英棒削切抛光成针尖，并在外壁涂上一层不透光的金属层。通过将针尖端部与样品表面进行挤压，使在尖端的金属冷变形，直到在辅助的显微镜中看到细微的光点。在这种条件下可以制成直径约为 10~20nm 的孔阑。

第一个显示出高分辨能力的 NSOM 图像是用透射方式工作的。测试样品是覆盖有部分透明薄金属膜的玻璃片，在膜上有透明的沟槽和圆孔。测试结果表明仪器可达到 20nm 的分辨率，比常规光学显微镜的分辨率高约一个数量级。图 5-35 是一种 NSOM 实物照片。

2. 光子扫描隧道显微镜

光子扫描隧道显微镜(Photon Scanning Tunneling Microscope, PSTM)是用光探针探测样品表面附近被全内反射光所激励的倏逝场，从而获得表面结构信息。其分辨率远小于入射光的半波长，突破了光学显微镜半波长极限的限制。

PSTM 是利用光子的隧道效应制成的显微镜。PSTM 的工作原理图见图 5-36。



图 5-35 NSOM 实物照片

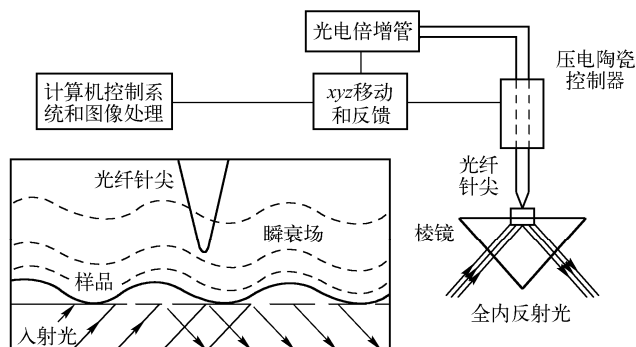


图 5-36 PSTM 工作原理图

当一束光从光密介质以入射角 θ_i 入射到光疏介质时，当 θ_i 大于临界角 θ_c 时，一束全内反射光会在界面光疏介质一侧产生一个倏逝场，其场强随离界面距离 z 的增大而成指数衰减

$$I \sim \exp[-2k_1 z (\sin^2 \theta_i - n^2)^{1/2}] \quad (5.4-37)$$

式中， k_1 为光在介质 1 中的波数， n 为光疏介质与光密介质折射率的比值。

当光疏介质 2 中不存在扰动影响时，倏逝波全部返回光密介质；但若有第三介质存在，例如，其折射率 n_3 大于 n_2 的光纤探针，从介质 2 一侧逐渐靠近前两种介质分界面，且靠近的距离在光波长范围时，全反射条件受到明显的破坏，光能量不能全部返回介质 1。入射光的一些光子会穿过界面和光探针之间的势垒，即产生光子的隧道效应。产生的光子经过光导纤维传送到光电倍增管并转换成电信号。PSTM 用一个管状压电陶瓷扫描器控制针尖在样品表面扫描，并且可采用恒高和恒流两种扫描模式。在恒高模式中，测量耦合光的强度；在恒流模式中，测量加在控制光探针高度的压电陶瓷管上的电压。通过分析所获得的信号，可以测量样品表面光的显微图像和形貌图像。在 PSTM 中，测量光导性的样品时分辨率最高。改变波长也可出现光子隧道效应。

与其他类型的光学显微镜相比，PSTM 提供了在亚波长级分辨水平上的三维表面形貌，且其切线方向的分辨率可达到十分之一波长，垂直于样品方向的分辨率主要受到电子线路的限制，得到纳米级或更高的分辨率是容易的。图 5-37 为利用光全反射的纳米级测量装置。

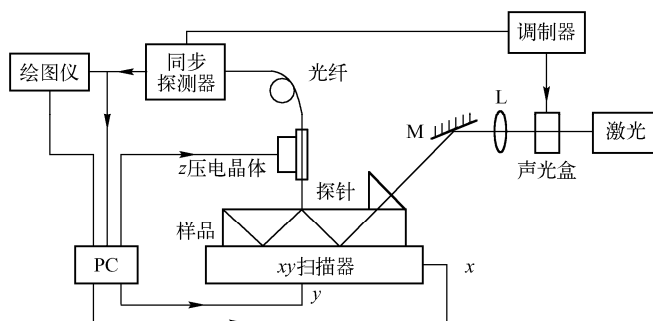


图 5-37 纳米级测量装置

全反射测量形貌的精度较高，且区域形貌的信息量大，可几乎不接触被测表面，测量装置及数据处理简洁，尤其适用于光盘、磁盘、磁带等表面的纳米级精密测量。

有人提出通过 PSTM 与原子力显微镜(AFM)组合，能够同时获得样品的原子力、折射率与透过率图像，通过对称照明的方法解决了早期的光子扫描隧道显微镜中存在的虚像问题。但早期的 AFM/PSTM 样机采用外加激励模式控制探针和样品间距，受到外力后，样机调整探针和样品间距，迫使探针与外加激励信号状态相同。这种方法探针响应速度较慢，制约了 AFM/PSTM 扫描速度的提高，一般对样品采样点进行成像需 10min 左右，显然不适合对样品进行实时检测。为了提高扫描速度，提出并验证了使光纤探针工作在自激振荡状态下的方法，使扫描速度提高了一个数量级，且不会导致成像效果下降。

5.4.4 近场扫描光学显微镜的应用

1. 在介质波导结构方面的应用

介质光波导是集成光学中的重要基础性元件，其作用是将信号光波约束在波长量级尺寸的介质中，进行长距离低损耗传输。基于光波导的光学器件，又叫做光子器件，其核心技术是采用集成光学等工艺根据要求制成各种介质光波导，然后光波导再与光纤耦合或与电子器件互连，而实现器件功能，并提高整体器件的集成度。

在介质波导中，光波以固定波导模式传播，这种波导模式由波导结构和光波长决定。而在介质表面，光以倏逝波的形式沿表面传播，倏逝波的传播方向为沿介质表面指向波导模的传输方向，强度沿表面法向随距离的增大而迅速衰减。在距介质表面几微米外的光学远场，将无法探测到倏逝波，而近场扫描光学显微镜由于其探针位置位于结构表面几纳米到几十纳米以内，可用来直接探测倏逝波，在倏逝波的探测方面具有独特的优势。倏逝波的强度和分布直接反映了波导模式的性质，因此，使用近场扫描光学显微镜是研究波导模式的重要手段。

早在 1990 年，虽然当时的近场扫描光学显微镜发展还不够成熟，但是学者们已经开始探索用其测量光波导模式的方法，实验装置如图 5-38 所示，波长为 632.8nm 的光源经过偏振器件调整偏振态，再经过耦合装置(该实验中为 20 倍光学显微物镜)耦合入钛扩散铌酸锂波导。测量方面使用腐蚀多模光纤的方法制备近场探针，该实验中使用的近场探针针尖为 $2\mu\text{m}$ 左右，通过剪切力反馈控制，保持针尖和样品的距离。探针收集到的近场倏逝波信号通过光电倍增管进行接收。最后经过计算机软件合成相应近场图。在该实验中，测量得到信号强度随针尖与样品间距的变化关系，如图 5-38(b)所示，测量结果直接证明了倏逝波强度随表面距离的增加以近似指数的关系衰减。图 5-38(c)为恒高模式(保持探针与样品间距不变)下测得的一维光波导近场光强图。然而，限于当时实验与技术条件，针尖不够细，无法达到较高的分辨率，信号收集和处理系统也不够成熟，从该近场图中无法得到更多的导波特性。

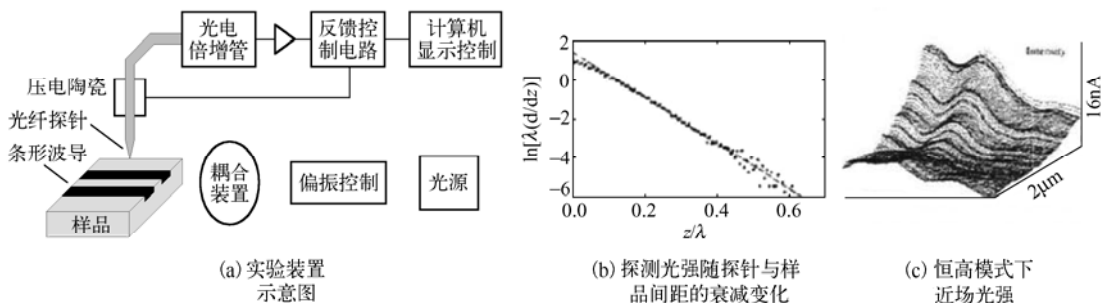


图 5-38 早期近场扫描光学显微镜

随着近场扫描光学显微镜的不断成熟，对光波导表面倏逝波的研究也在不断深入。1998 年，S.Bourzeix 等人测量了 $1.55\mu\text{m}$ 波长的光在 InGaAsP 波导中传输的近场光强。主要结果是，在沿波导方向上测得光强周期变化。对这种现象的解释为 Tien 效应，即波导端面反射光与入射光干涉，其干涉条纹周期与波导等效折射率相关， $T = \lambda / 2n_{\text{eff}}$ 。2002 年，有人进一步研究了干涉条纹与等效折射率的关系，如图 5-39 所示。实验测得了清晰的周期性干涉条纹，并对比了等效折射率的实验和数值模拟结果，如图 5-39(c) 所示，二者较为吻合。他们的研究一方面清楚地测得了波导表面的倏逝波分布和干涉效应对倏逝波的影响，另一方面，也提出了通过实验测量波导等效折射率的方法。

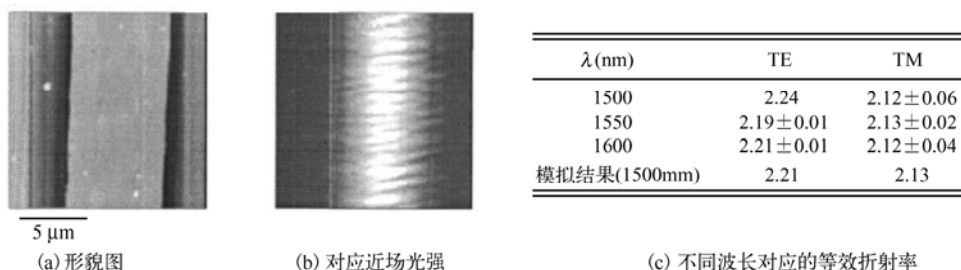


图 5-39 波导表面倏逝波干涉图

除了应用在基础研究方面外，近场扫描光学显微镜对波导的测量，还具有一定的实际应用价值。1994 年，H. E.Jackson 等人测量了 Si_3N_4 脊型波导定向耦合器耦合区的倏逝波分布，清楚地观察到了光强从一支波导耦合入另一支。该现象为传统的定向耦合器理论提供了实验依据。2001 年，Hulst 研究组测量了 Si_3N_4 脊型波导制成的 Y 型分束器表面近场光强分布，如图 5-40 所示。对比形貌图 5-40(a) 和近场图 5-40(b) 可以看到两个现象：（1）倏逝波由一束分为两束，实现了 Y 型分束器的作用；（2）沿传播方向上光强以 $4.4 \pm 0.5\mu\text{m}$ 为周期振荡。这种周期分布的原因是 TE 和 TM 模间干涉产生的拍振荡。他们的实验结果揭示了波导器件在应用中存在的问题，并且对器件设计提供了实验基础，为波导器件走向应用提供了指导作用。

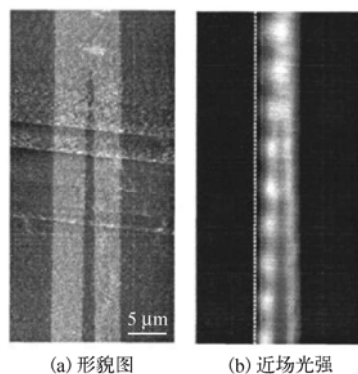


图 5-40 近场扫描光学显微镜测量波导 Y 型分束器

2. 在半导体纳米线方面的应用

纳米带和纳米线这类一维微纳材料有多种，如金属、陶瓷、半导体和高分子材料等。

2002 年，加利福尼亚大学的 Yang 研究组使用近场扫描光学显微镜观察了半导体纳米线中

的非线性效应。使用近场扫描光学显微镜观察氧化锌 (ZnO) 纳米线的近场：二次谐波 (Second harmonic generation, SHG) 图像如图 5-41 (a) 和 (b) 所示；并且测量了不同偏振态下的近场二次谐波，如图 5-41 (d) 和 (e) 所示。图 5-41 (c) 和 (f) 对二次谐波的偏振依赖关系进行了定量测量，可以看出，二次谐波强度随偏振态以 180° 为周期振荡。图 5-41 (g) 和 (h) 对比了三次谐波和二次谐波的强度变化，由图中的定量分析表明，三次、二次谐波强度随激发光以 $y = x^m$ 形式增加，其中，对于三次、二次谐波， m 分别取值为 3.0 和 1.97。

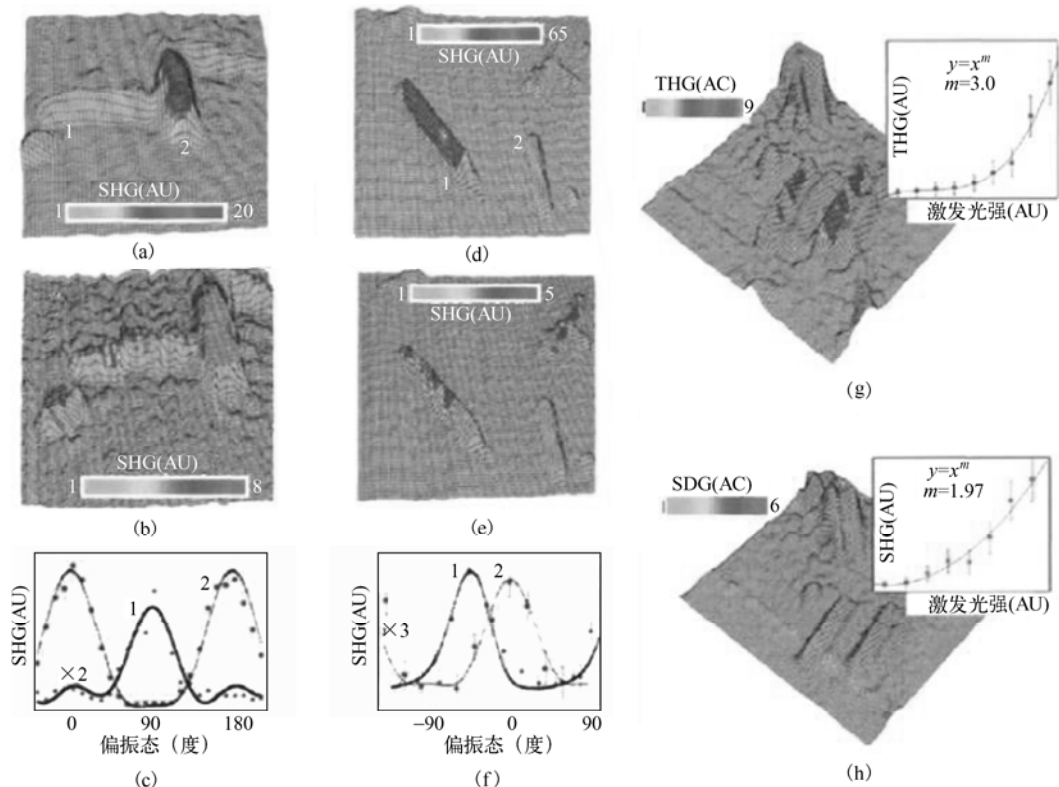


图 5-41 氧化锌纳米线的二次谐波 (Second harmonic generation, SHG) 和三次谐波 (Third harmonic generation) 近场图

近场扫描光学显微镜的另一个作用是测量半导体纳米线的传输损耗，其实验装置示意图如图 5-42 所示。半导体纳米线置于低折射率衬底上，激发光通过透镜或光学显微物镜聚焦到半导体纳米线上，光沿纳米线传输，并从纳米线端面射出。近场探针置于线的出光端面收集光强，然后向纳米线输出端移动激发光，移动过程中，保持纳米线置于激发光点的中心，保证近似相等的耦合效率。测量不同激发位置到端面的距离和近场探针收集到的光强，即可估测光在纳米线上的传输损耗。通过这种方法可测得氧化锡 (SnO_2) 纳米带的传输损耗约为 $1 \sim 8 \text{ dB/mm}$ ，氮化镓 (GaN) 纳米带的传输损耗约为 80 dB/cm 。这种测量证明半导体纳米带和纳米线在低损耗光波导方面是可以应用的。

此外，近场扫描光学显微镜也被用来测量半导体纳米线的输出光强分布，如图 5-43 所示。图 5-43 (a) 为氧化锌纳米线的近场光强输出，其中黄色框为纳米线的位置，标尺 500 nm 。图 5-43 (b)

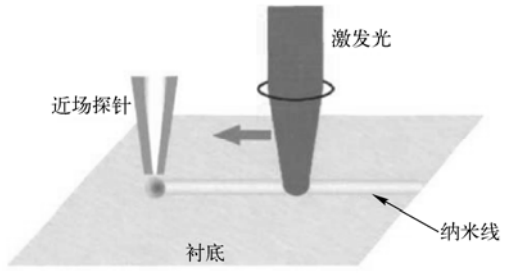


图 5-42 测量半导体纳米线传输损耗实验装置示意图

为硫化镉纳米线的近场光强。

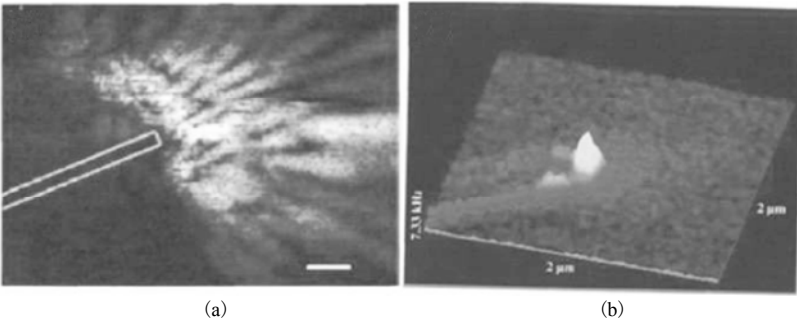


图 5-43 测量半导体纳米线的输出光强

3. 在表面等离子体波导方面的应用

金属材料在红外波段的光损耗较低，红外波段的电磁波可以沿金属表面传输较远距离；但在可见光波段，金属材料损耗较高，一般在 $1\text{dB}/\mu\text{m}$ 以上。

由于自由空间中传输光的波矢量与表面等离子体波的波矢量存在差异，因此，输入光需要通过合适的激发方式，才能激发表面等离子体在表面等离子体波导中传输。传输的表面等离子体波可以沿着宽度比波长小得多的金属线、链、膜等结构传输，并且在传输过程中表面等离子体波与周围物质相互作用，实现特定的功能，最后以自由空间内传输的光输出。有人将入射光通过近场扫描光学显微镜探针照射到尺寸为 $90\text{nm}\times 30\text{nm}\times 30\text{nm}$ 的银纳米颗粒，激发起表面等离子体振荡，振荡所产生的表面波激发下一个纳米颗粒(间隔 50nm)继续振荡，由此实现表面波向前传输。实验中还在纳米颗粒链中放置了染料分子，染料分子受表面波激发，发出可在远场接收的可见激发光，证明了表面等离子体波沿纳米颗粒链传输。但这种表面等离子体波导的损耗较高，约 $6\text{dB}/200\text{nm}$ 。

2005 年，研究人员提出一种表面等离子体波导的 V 形槽结构，边缘为金属材料，V 形槽中间部分为空气，如图 5-44(a)中的插图所示。光主要沿约束在 V 形槽沟道处的空气部分传输，降低了传输损耗，在保证对光场亚波长约束的基础上实现了表面等离子体波的相对低损耗传输(传播长度为 $100\mu\text{m}$ 量级)。次年，根据这一结构研制出了在光通信波段工作的具有亚波长约束能力的等离子体器件，如 Y 型分束器、M-Z 干涉器件和环行谐振腔，如图 5-44 所示。这些器件使用的槽深 $d=1.1\sim 1.3\mu\text{m}$ ，夹角 $\theta=25^\circ$ ，所得等离子体模场半宽为 $0.8\sim 1\mu\text{m}$ 。通过使用近场扫描光学显微镜测量光强，可得到 Y 形分束器和 MZ 干涉器件的透过率分别为 $0.82 < T_Y < 1$ ， $0.4 < T_{\text{MZ}} < 0.49$ 。证明了该结构的相对低损耗传输及其在器件应用方面的可行性。环形谐振腔透射谱的谱线深度大于 3dB ，滤波带宽约为 40nm ，虽然不够理想，不过该结果可以通过改善制备条件，调节结构参数(槽深、夹角等)等方法得到优化。因此，通过设计微结构可将表面等离子体波导用于器件制造、传感及光电集成等方面。

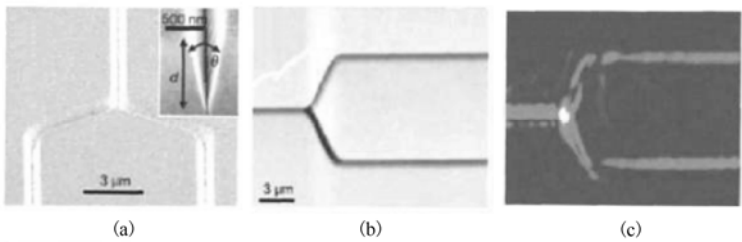


图 5-44 近场光学扫描显微镜在表面等离子体器件上的测量结果

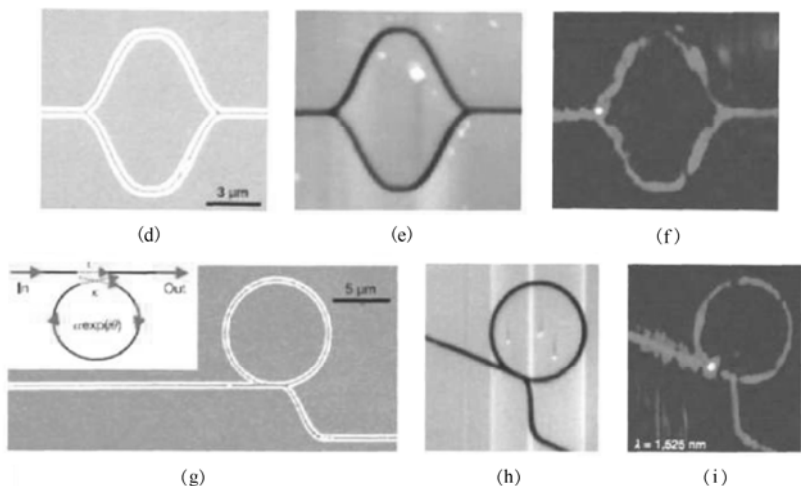


图 5-44 近场光学扫描显微镜在表面等离子体器件上的测量结果（续）

图 5-45 是使用近场扫描光学显微镜对银纳米线表面等离子体谐振腔的测量结果。测得表面等离子体波长为 414nm，激发光波长为 785nm，该实验直接证明了银纳米线中传输的即为表面等离子体波，并且这种模式仅存在于近场范围内，不能直接耦合成远场的自由空间中传输的光。

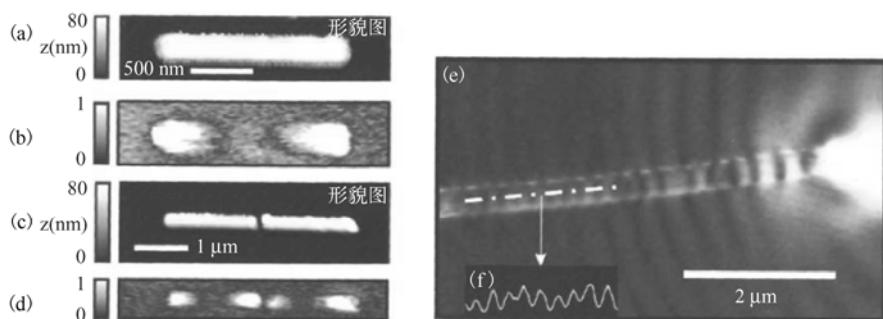


图 5-45 金属纳米线近场测量结果

4. 单分子光谱探测

自从人类发现原子以来，对单原子或单分子的追踪、探测一直是人类的梦想，也是纳米科学研究的主要方向之一。

实现单分子探测主要有两个条件：第一，在探测区域或光源激发区域内，只存在单个分子。因此，相应的显微装置需要具有较高的分辨率。第二，在探测时间内接收到的光信号，应当具有足够高的信噪比，这就要求材料的吸收截面高，并且要有较高的光稳定性。此外，聚焦面积小也有利于提高信噪比。

近场扫描光学显微镜，由于其高分辨率以及对光探测装置的兼容性，成为单分子光谱探测的重要工具。图 5-46 所示是 X.S.Xie 等人报道的 PMMA 薄膜表面上的对二氮杂苯($C_4H_4N_2$) 720 分子的近场荧光图，从图中可以清楚地分辨出发光的单个分子，这个分辨率是常规光学显微镜所无法达到的。此外，近场扫描光学显微镜还可以对单分子的吸收、散射和拉曼光谱等进行探测，并对 DNA、酶反应和蛋白质动力学等进行研究，对于深入了解生物的内部特征具有重要意义。

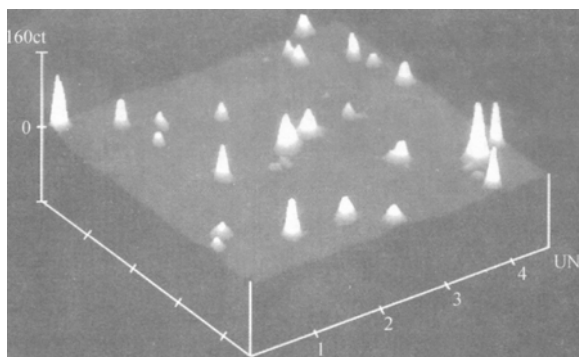


图 5-46 对二氮杂苯($C_6H_4N_2$) 720 分子的近场荧光图

5. 非线性光学

纳米结构的非线性光学效应主要包括二次谐波、三次谐波产生，多光子吸收与转换过程等。非线性效应的产生取决于材料的二阶或高阶极化率张量，利用这些效应可以发展出一系列纳米特征尺度的光学有源器件。在纳米结构的非线性光学效应研究方面，近场扫描光学显微镜由于具备较高的空间分辨率，可以准确地提取出纳米结构的非线性光学信号并对其性质进行表征。

图 5-47 所示为 Y. Shen 等人于 2001 年报道的 DEANST 有机纳米晶体的近场荧光图。他们使用调 Q 的 Nd:YLF 激光器作为激发光源照射样品，通过近场探针收集纳米晶体的发射光，在实验中同时观察到了三次谐波和双光子荧光。

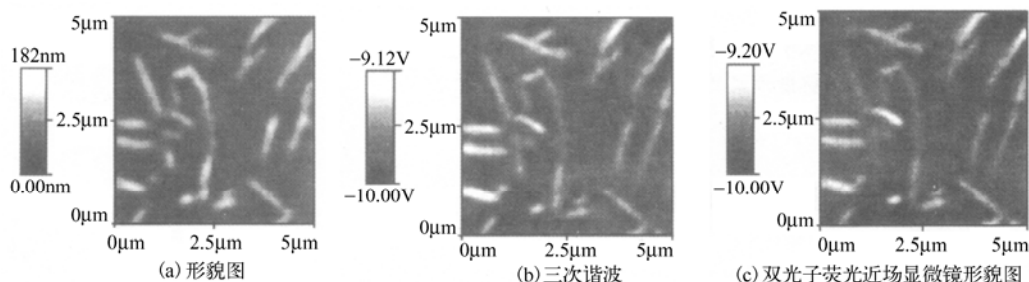


图 5-47 DEANST 纳米晶的近场显微镜分析

5.4.5 其他的纳米级测试方法

1. 原子力显微镜

1986 年 Binnig、Quate 和 Gerber 发明了第一台原子力显微镜 (AFM)。AFM 得到的是对应于表面总电子密度的形貌。

(1) AFM 的工作原理

AFM 的工作原理示意图如图 5-48 所示。将一个对微弱力敏感的微悬臂的一端固定，另一端有一微小的针尖，试样相对针尖运动，当针尖接近试样时，针尖得到一个很微弱的拉力，而由针尖上最后一个原子和试样表面相对的那个原子之间的原子力而产生一个排斥力 ($10^{-8} \sim 10^{-6} \text{N}$)。这个力的成分较复杂，主要成分是范德华力和静电力 (库伦力)，这些力综合作用的结果是产生一个与间距 h 有关的原子力的合力 F (此处只考虑纵向力)。扫描隧道显微镜 (Scanning Tunneling Microscope, STM) 的探测器输出电流 I 与间距 h 成相对简单的负指数关系，而原子力 F 与间距 h 的函数关系很复杂，且不是单调变化的，如图 5-49 所示。

需要注意的是，以上所说的吸引力和排斥力都是指合力 F 的，即合力 F 表现为吸引或排斥。实

际上，不论在任何距离 h 处，吸引力和排斥力都是存在的，只不过它们各自的大小随 h 有很大的变化。合力 F ，也就是所谓的原子力，总是同时包括了这两种力，只是哪一种力占主导地位而已。

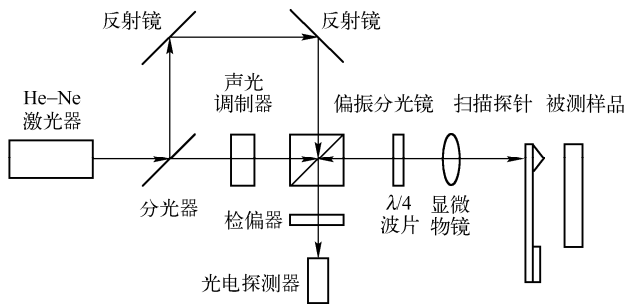


图 5-48 AFM 的工作原理示意图

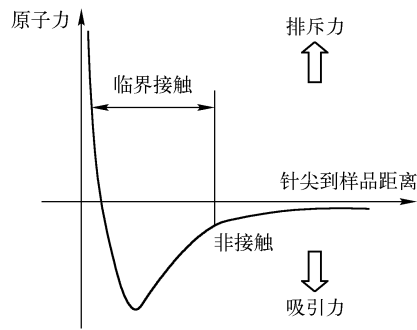


图 5-49 原子力的变化曲线

此外，探针与样品间的作用力除了纵向的原子力外，还有平行于样品表面的切向力，这个切向力使得探针在扫描样品时存在摩擦。但与宏观尺度的摩擦力性质不同，这种摩擦是发生在纳米尺度下的，是探针原子与样品表面原子的横向作用力，而与之相比的宏观摩擦力的成分就复杂得多。

原子力使得弹性微悬臂弯曲。弯曲运动可以用光学方法检测出来。像 STM 一样，令试样做 x 、 y 向扫描，在扫描过程中，试样 z 向的高度变化由压电陶瓷跟踪。控制上述排斥力，使之恒定，带有针尖的微悬臂将对应针尖与样品表面原子之间作用力的等位面在垂直于样品的表面方向上做起伏运动，于是压电陶瓷的纵向位移直接反应了试样表面起伏的程度，这样就获得了样品表面形貌的信息。在结构上 AFM 是由一个带针尖的微悬臂加上光学杠杆法来检测悬臂的弯曲的，如图 5-50 所示。检测试样的针尖安装在弹性微悬臂上，一束激光从微悬臂上反射至两只光电接收器，当探针向上或向下移动时，光电接收器上光强比发生变化，形成测量信号，扫描时，控制试样正向运动。其电子控制系统和 STM 相同。

AFM 对振动隔绝、扫描控制、样品逼近、反馈控制、显示系统等方面都有要求，可通过在 STM 技术的基础上进行改进来满足检测要求。带针尖的微悬臂是 AFM 的关键部件，如图 5-51 所示。在针尖与样品表面接触的模式中，为了不使针尖损坏样品，往往要求微悬臂具有较低的力常数，即受到很小的力就能产生可检测到的位移。AFM 数据采集速度主要受微悬臂力学共振频率的限制，为了得到与 STM 相当的数据采集速度和成像带宽，要求微悬臂的共振频率大于 10kHz。较快的采集速度也有利于减小热漂移的影响。如果扫描速度太快或微悬臂的共振频率太低，微悬臂的惯性会使悬臂上的针尖对表面陡峭的突出部位施加较大的力，且不能正确反映表面上陡峭下凹部位的真实斜率。对低弹性常数和高共振频率的要求可通过减小力传感器的质量来满足。现在大多数的 AFM 采用带有金字塔形针尖的 Si_3N_4 微悬臂，共振频率最高可达 120kHz，力常数最低接近 10^{-4}N/m ，可以检测小于 10^{-8}N 的力。

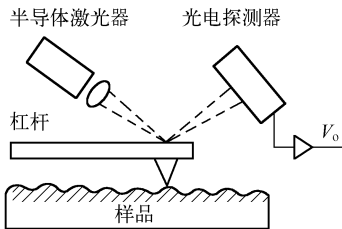


图 5-50 光学杠杆法检测微悬臂的弯曲

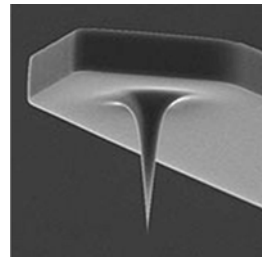


图 5-51 AFM 的针尖

对微悬臂横向的刚性也有要求，其目的是为了减小横向力的影响，因为在微悬臂上针尖与样品表面的摩擦力会引起微悬臂的横向弯曲，从而导致图像失真。将微悬臂制成 V 字形可以提高横向刚性。

通常使用光学干涉或反射法检测微悬臂的弯曲量，对于反射检测方法，如果微悬臂一端的线性平移量恒定，则臂长越短微悬臂的弯曲角度就越大，检测器的灵敏度与微悬臂的长度成反比。微悬臂的背面应尽可能是平滑的反射面，光强足够大时，电介质(如 SiO_2)的表面能提供足够的反射率。

与 STM 一样，要使 AFM 达到较高的分辨率，微悬臂上的针尖应尽可能尖。如果被观察的表面是粗糙或弯曲的，还需要保证力传感器与样品表面之间只有一个接触点。

综上所述，为了准确反映出样品的表面形貌，尽量提高仪器的刚性，力传感器要满足以下几点要求：(1) 较低的力弹性常数；(2) 较高的共振频率；(3) 较高的横向刚性；(4) 较短的力弹性长度；(5) 微悬臂背面要有较高的光反射率；(6) 针尖尽可能尖锐。

(2) AFM 微悬臂弯曲的检测

AFM 图像是通过扫描样品时检测微悬臂受力弯曲程度得到的。检测微悬臂弯曲的方法有三种：隧道电流法、电容检测法和光学检测法。其中光学检测法最为常用，具有纳米级的灵敏度，且检测方法本身对微悬臂的影响可以忽略。

光学检测法又可分为干涉法和光束反射法。这两种方法都能检测出微悬臂 0.01nm 幅度的弯曲，检测的直流带宽可达 10kHz。

干涉法一般又分为两种，即外差干涉和零差干涉。采用声光调制的外差式干涉仪的原理见图 5-48。光源为线偏振的 He-Ne 激光器。在激光器的出射处，光的线偏振方向与 s 和 p 方向夹角均为 45° ，这样就可以得到相同强度的参考光和测量光。通过二分之一分光器后，光束被偏振分光镜分为参考光(p 状态)和测量光(s 状态)。测量光经过声光调制器，得到频移量 ω_m 。探测光先经过一次 $\lambda/4$ 波片，在微悬臂处反射，之后再次经过 $\lambda/4$ 波片，使得偏振方向转过 90° ，由偏振分光镜反射后能够与参考光偏振方向相同，这两束光重新会合后发生干涉，相干光的相位与测量光的光程有关。当样品扫描时，由于样品作用在针尖上的力使得微悬臂弯曲，因而使测量光和参考光之间产生相位的移动。相移的程度反映出微悬臂的弯曲程度，并且正比于作用在微悬臂上的力。设检测时探针悬臂的振幅为 A ，微悬臂振动频率为 ω_v ，参考光频率为 ω ，光传播方向为 z ，则探针悬臂的运动方程为

$$z = z_0 + A \sin \omega_v t \quad (5.4-38)$$

$$\text{令} \quad \theta_0 = \frac{4\pi}{\lambda} z_0, \quad \theta = \frac{4\pi}{\lambda} A \quad (5.4-39)$$

$$\text{则测量光束电场矢量为} \quad E_s = E_{s0} \sin(\omega t + \omega_m t + \theta_0 + \theta \sin \omega_v t) \quad (5.4-40)$$

$$\text{参考光束电场矢量为} \quad E_r = E_{r0} \sin \omega t \quad (5.4-41)$$

将式(5.4-40)展开，只保留含有 $\sin \omega t$ 因子的项，得

$$E_s = E_{s0} \sin \omega t \left[\cos(\omega_m t + \theta_0) \cos(\theta \sin \omega_v t) - \sin(\omega_m t + \theta_0) \sin(\theta \sin \omega_v t) \right] \quad (5.4-42)$$

在外差探测中采用交流放大，只需取交流分量，考虑到被测振幅非常小，如果光电探测器的量子效率为 η ，探测器上的光电流为

$$I = 2\eta \sqrt{I_r I_s} \left\{ \cos(\omega_m t + \theta) \left[1 - \frac{\theta^2}{2} \sin^2 \omega_v t \right] - \theta \sin(\omega_m t + \theta_0) \sin \omega_v t \right\} \quad (5.4-43)$$

式中， I_r 和 I_s 分别为参考光强和测量光强。展开并整理含有 ω_m 、 $(\omega_m \pm \omega_v)$ 及 $(\omega_m \pm 2\omega_v)$ 的分量为

$$\begin{cases} i_{\omega_m} = 2\eta\sqrt{I_r I_s} \left(1 - \frac{\theta^2}{4}\right) \cos(\omega_m t + \theta_0) \\ i_{(\omega_m \pm \Omega)} = \pm 2\eta\sqrt{I_r I_s} \frac{\theta}{2} \cos[(\omega_m \pm \omega_V)t + \theta_0] \\ i_{(\omega_m \pm 2\Omega)} = \pm 2\eta\sqrt{I_r I_s} \frac{\theta^2}{8} \cos[(\omega_m \pm 2\omega_V)t + \theta_0] \end{cases} \quad (5.4-44)$$

在电路实现 i_{ω_m} 和 $i_{(\omega_m + \Omega)}$ 的混频并滤除 $(\omega_m + 2\omega_V)$ 和 $(2\omega_m + \omega_V)$ 分量, 得到光电流为

$$i = \alpha \eta^2 I_r I_s \frac{2\pi}{\lambda} A \cos \omega_V t \quad (5.4-45)$$

式中, α 为一常数, 它与探针的运动成比例。因为参加混频的两个分量均含有 $\theta_0 = 4\pi z_0 / \lambda$ 而相抵消, 所以外差检测法具有消除零漂的优点。

这种设计有两个特点: (1) 它对空气扰动引起的光强波动不敏感; (2) 参考光和探测光同时从悬臂反射, 系统不会受到显微镜光学元件和机械元件相对振动的影响。

零差干涉系统原理图如图 5-52 所示。零差干涉系统的基本光路是由平板玻璃和探针的上表面构成 F-P 干涉仪, 平均间隔为 z_0 , 由光电探测器检测干涉光强。由于系统取出了部分光束作为参考光, 所以克服了光强不稳定带来的误差。

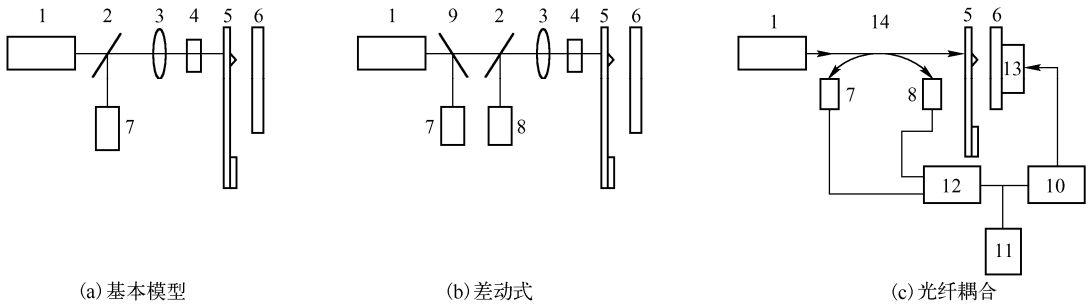


图 5-52 零差干涉系统原理图

1—激光器; 2, 9—分光器; 3—显微物镜; 4—平板玻璃; 5—扫描探针; 6—被测样品; 7, 8—光电探测器;
10—伺服系统; 11—探针位移输出; 12—差动放大器; 13—工作台; 14—光纤耦合器

设检测时微悬臂的振幅为 A , 微悬臂振动频率为 ω (注意, 此处不是光波频率), 光传播方向为 z , 则微悬臂的运动方程为

$$z = z_0 + A \sin \omega t \quad (5.4-46)$$

$$I = \frac{1}{2} F I_0 \left\{ 1 - \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (z_0 + A \sin \omega t) \right] \right\} \quad (5.4-47)$$

$$F = \frac{4r}{(1-r)^2} \quad (5.4-48)$$

式中, r 为反射系数。由于被检测振幅远小于波长, 即 $4\pi A / \lambda \ll 1$, 展开式 (5.4-47), 分别写出直流、一次谐波、二次谐波分量

$$\begin{cases} I_{dc} = \frac{1}{2} F I_0 \left[1 - \cos \frac{4\pi z_0}{\lambda} + \frac{1}{4} \left(\frac{4\pi z_0}{\lambda} \right)^2 \cos \left(\frac{4\pi z_0}{\lambda} \right) \right] \\ I_{1\omega} = \frac{1}{2} F I_0 \frac{4A\pi}{\lambda} \sin \left(\frac{4\pi z_0}{\lambda} \right) \sin \omega t \\ I_{2\omega} = -\frac{1}{8} F I_0 \left(\frac{4A\pi}{\lambda} \right)^2 \cos \left(\frac{4\pi z_0}{\lambda} \right) \cos 2\omega t \end{cases} \quad (5.4-49)$$

调节 F-P 干涉仪, 使 $\cos(4\pi z_0/\lambda)=0$, 则二次谐波分量为零。如果光电探测器的量子效率为 η , 则一次谐波分量光电流为

$$I_{1\omega} = \frac{1}{2} \eta F I_0 \frac{4A\pi}{\lambda} \sin \omega t \quad (5.4-50)$$

调节 F-P 干涉仪, 使 $\cos(4\pi z_0/\lambda)=\pm 1$, 这时 $\sin(4\pi z_0/\lambda)=0$, 一次谐波分量为零, 剩下直流分量和二次谐波分量, 二次谐波分量光电流为

$$I_{2\omega} = \frac{1}{8} \eta F I_0 \left(\frac{4A\pi}{\lambda} \right)^2 \cos 2\omega t \quad (5.4-51)$$

比较一次谐波和二次谐波的振幅, 有

$$A = \frac{\lambda}{\pi} \frac{I_{2\omega}}{I_{1\omega}} \quad (5.4-52)$$

利用锁相放大器很容易测出正交状态的一次谐波和二次谐波分量。

零差干涉法的主要缺点是测量值与 z_0 有关, z_0 为探测光比参考光多走的平均光程, 而系统的热应力、机械振动等都可能改变 z_0 的大小, 从而影响式 (5.4-51) 和式 (5.4-52) 的相互符合程度, 降低了系统的精度。为了克服该缺点, 可采用两个锁相放大器, 一个用于测量一次谐波, 另一个测量二次谐波, 并保证二次谐波分量为零, 一次谐波分量的振幅与探针悬臂的振幅成正比关系。

光学干涉法的一个主要优点是对微悬臂的表面要求不高, 不需要表面具有特别平滑的高反射性。这一点对于测量表面磁性和静电特性的磁力显微镜和静电力显微镜特别重要, 这两种显微镜使用的细丝微悬臂往往要求有较高的反射特性。

光束反射法的 AFM 结构如图 5-53 所示。从半导体激光器中发出的激光聚焦在微悬臂背面的反射镜上, 并被反射镜反射。在样品扫描时, 样品表面的特性通过原子间的斥力表现出来, 使微悬臂弯曲 δz , 这一弯曲使微悬臂反射回来的激光的角度大约偏移 $2\delta z/l$ 。 l 是微悬臂的长度, 通常为 $100 \sim 200 \mu\text{m}$ 。反射光的偏移可用位置敏感探测器 (PSD) 检测出来。

光束反射法比光学干涉法简单, 但要求微悬臂具有光滑的光学反射表面。

采用上述两种光学检测法的 AFM, 测量信号正比于微悬臂弯曲的干涉光的相移或反射光束的偏移, 检测时将该测量信号输入到反馈电路中, 该反馈电路用于控制样品在 z 方向位置, 目的是保持微悬臂弯曲为恒定值 (恒原子力模式)。

(3) AFM 的工作模式

AFM 有两种工作模式: 恒原子力模式和等高模式 (见图 5-54)。

如图 5-54(a) 所示, 在恒原子力模式扫描工作时, 为保证原子力恒定, 微悬臂和探针在纵向随样品表面的起伏而上下平移, 保持间距 h 不变。这可以通过反馈控制回路实现。根据测得的反馈控制电压 V_z 可以绘制样品表面的形貌图。

等高模式扫描工作时, AFM 探针以恒定的高度扫描样品 (见图 5-54(b))。由于间距 h 在扫描过程中随样品表面的起伏而变化, 造成原子力相应变化。检测微悬臂的偏转量, 可以得到样

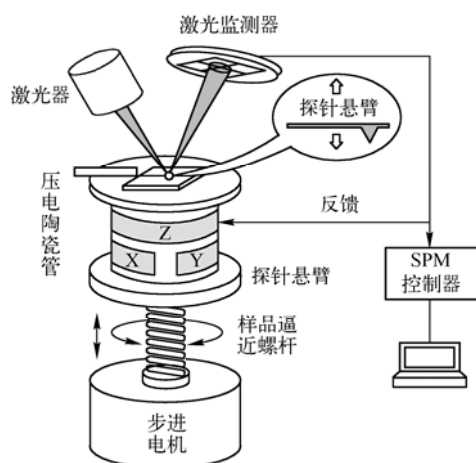


图 5-53 光束反射法的 AFM 结构

品表面的形貌。等高模式的优点是灵敏度和分辨率都很高。缺点是只适用于表面相对平坦的样品；如果表面过于粗糙，即起伏过大，可能导致针尖与样品发生碰撞，也可能脱离有效的原子力作用范围。

图 5-55 是 AFM 扫描得到的图像。

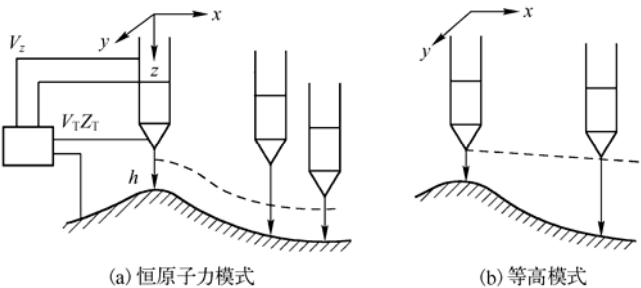


图 5-54 AFM 工作模式

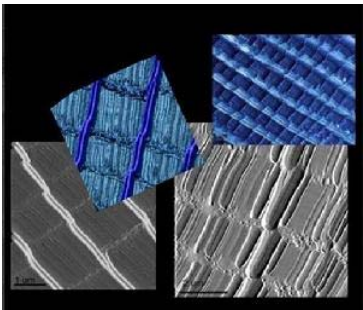


图 5-55 AFM 扫描的图像

2. 激光力显微镜

现代计算机技术的发展要求制造出越来越小的电路元件和数据存储装置，这对微电子器件制造过程中的生产质量管理提出了新的挑战。常规的微电子器件缺陷检测手段是扫描电子显微镜，但这种技术要求待测试样表面涂盖金属或其他薄膜导电层并在真空中成像，且其三维分辨能力较差。此外，它发射的高能电子可能损坏半导体器件，这就大大降低了扫描电子显微镜在控制生产质量方面的价值。激光力显微镜(Laser Force Microscope, LFM)正是为了满足这一需要而出现的。

LFM 的原理图如图 5-56 所示。它的探测针尖是一根长 0.5mm 的锥形钨丝或硅探针，其尖端在 50nm 以下。在探针底端装有一个压电能量转换器，将交流电转化为探针的振动，振动频率恰好高于探针的最低机械共振频率(约 50kHz)。由于探针的振动频率接近于其共振频率，因此对驱动信号起放大作用。当这种受迫振动的探针调节到试样表面时(通常 2~20nm)，探针与试样表面之间会产生微弱的范德华引力。即使这种吸引力比 AFM 记录到的原子间的斥力小 1000 倍，也降低了探针的共振频率，驱动频率和共振频率差距增大，探针尖端的振幅减小。通过探测振幅的变化，从而测出样品表面的起伏变化。

当探针经过表面隆起的部位时，这些地方吸引力最强，其振幅变小；而经过表面凹陷处时，振幅增大。反馈装置根据探针尖端振动情况的变化，改变夹在 z 轴压电控制装置上的电压，从而使振幅(也就是使探针和样品表面的间距)保持恒定。与 STM 及 AFM 一样，用 z 轴驱动电压变化来表征样品表面的起伏图像。

LFM 可以观察出尺度小于 5nm 的表面起伏变化。此外，由于它是从一定距离处探测起伏变化的，因此可用于检测深而窄的狭缝内部特征。

图 5-57 所示为 LFM 系统示意图，其工作原理为：它以一台双焦透镜干涉仪作为光探针，3mW 的线偏振 He-Ne 激光束通过 1/2 波片(用于调节线偏光方向，改善对比度)，经扩

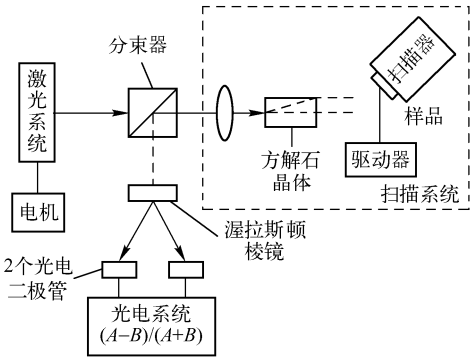


图 5-56 LFM 原理图

束器并通过一分光棱镜射入双焦透镜，双焦透镜由两片普通光学玻璃镜片与一方解石晶体透镜组成。经双焦透镜后，光束被分成两个相互正交的线偏光，即寻常光 o 和非寻常光 e 。其中 o 光为平行光，它投射到一个中心带孔的小平面镜被反射后原路返回，而 e 光则聚焦于一个微平面镜后被反射，该微平面约 $50\mu\text{m}\times 50\mu\text{m}$ ，帖附于微探针端部，该探针固定于一个压电叠堆上，压电叠堆以频率 ω_0 振动。在微探针下面是压电三维扫描工作台，被测样品安装在工作台上。

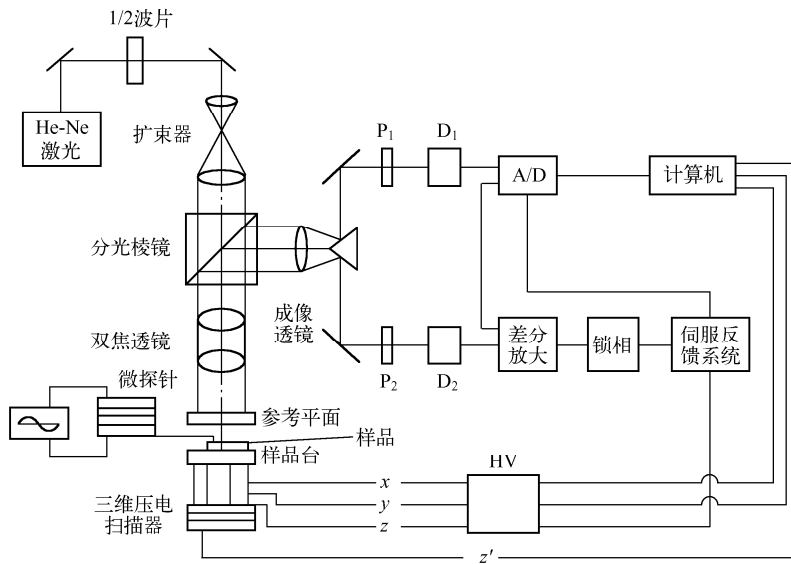


图 5-57 LFM 系统示意图

测试时样品逐步逼近微探针并使两者保持 $5\sim 10\text{nm}$ 的间隔，样品垂直于微探针方向横向扫描，由于微探针和样品表面力的作用，使得微探针随样品表面轮廓起伏而偏摆。 e 光在随表面起伏的微反射镜上反射后与 o 光汇合经分光棱镜后分别通过检偏器 P_1 和 P_2 ，到达光电转换器 D_1 和 D_2 。 P_1 与 P_2 的透光轴分别与参考和检测光束成 45° 角，如图 5-58 所示，由此两组干涉条纹所产生的光强可分别表示为

$$I_1 = I_o + I_e + 2\sqrt{I_o I_e} \cos(\phi_0 + \Delta\phi) \quad (5.4-53a)$$

$$I_2 = I_o + I_e - 2\sqrt{I_o I_e} \cos(\phi_0 + \Delta\phi) \quad (5.4-53b)$$

式中， I_o 、 I_e 分别是参考及检测光束光强； ϕ_0 是初相位； $\Delta\phi$ 是随表面轮廓起伏的相位差。经光电转换后，电信号为

$$V_1 = CG_s [I_o + I_e + 2\sqrt{I_o I_e} \cos(\phi_0 + \Delta\phi)] \quad (5.4-54a)$$

$$V_2 = CG_s [I_o + I_e - 2\sqrt{I_o I_e} \cos(\phi_0 + \Delta\phi)] \quad (5.4-54b)$$

式中， C 是光电接收器的响应度； G_s 是放大器增益。利用电子共模抑制技术可得

$$\frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} = K \cos(\phi_0 + \Delta\phi) \quad (5.4-55)$$

式中， $K = 2I_o I_e$ ， $2I_o I_e$ 是条纹的对比度。通过旋转 $1/2$ 波片使两干涉光束光强相等， K 的值可达 0.9 左右。通过调整带孔反射镜上的一个管状压电晶体的电压，使 $\phi_0 = (n+1/2)\pi$ ，这样式 (5.4-55) 就可写成

$$\frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} = K \sin \Delta\phi \approx \Delta\phi \approx \frac{4\pi}{\lambda} \Delta h \quad (5.4-56)$$

$$\Delta h = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} \right) \quad (5.4-57)$$

式中, Δh 是由于扫描时样品表面的微观起伏引起的微探针的偏离量。因此当样品扫描时, 根据式(5.4-57), 利用计算机即可得出各点的 Δh , 进而得到样品表面的轮廓。

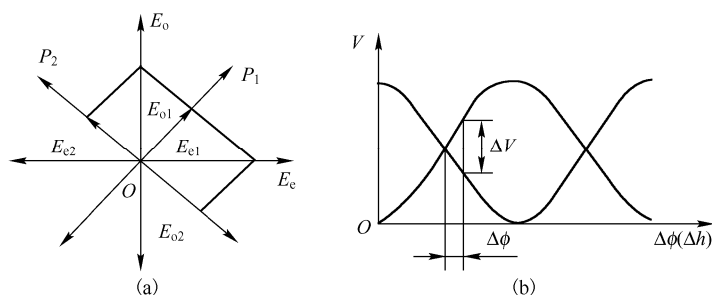


图 5-58 光矢量和电压与相位差

3. 扫描电子显微镜

(1) 工作原理

扫描电子显微镜(Scanning Electron Microscope, SEM) (以下简称扫描电镜)是 MEMS 和 MOEMS 系统质量检测和失效分析中广泛使用的测试仪器。其工作原理基于电子与物质的相互作用。当一束高能入射电子轰击物质表面时, 被激发的区域将产生二次电子、背向散射电子、透射电子、俄歇电子、特征谱 X 射线和连续谱 X 射线, 以及在可见、紫外、红外光区域产生的电磁辐射。同时, 也可产生电子-空穴对、晶格振动(声子)、电子振荡(等离子体)等。扫描电镜是对二次电子进行采集, 从而得到有关物质微观形貌的信息。

图 5-59 是扫描电镜的工作原理图, 扫描电镜是用一束极细的电子束扫描样品, 在样品表面激发出二次电子, 二次电子的多少与电子束入射角有关, 也就是说与样品的表面结构有关。二次电子是由能量较高的电子与样品中的原子相互作用而使后者逸出的外层电子, 能量大都在 50eV 以下。在二次电子探头前加一个几百伏的正电压, 就可以将样品表面发出的二次电子收集起来, 并与能量较高的背向散射电子分离开来。由于二次电子能量低, 仅在距样品表面 5~10nm 内产生的二次电子才有可能从表面逸出, 因此对样品表面状态非常敏感, 显

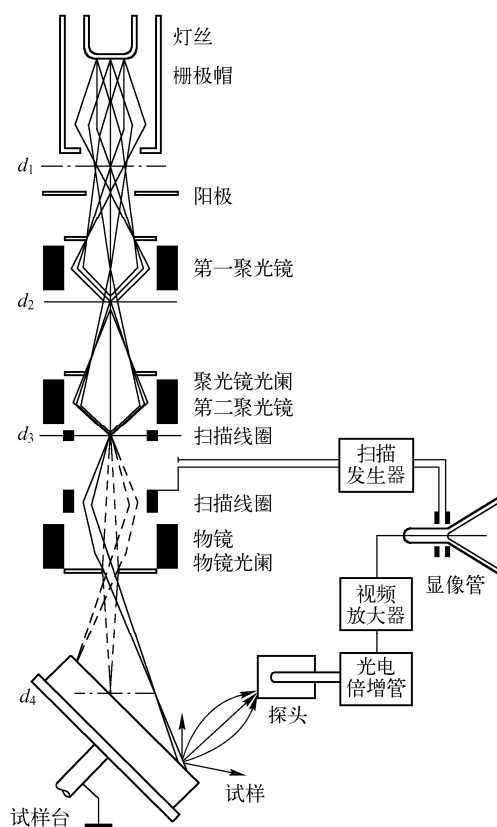


图 5-59 扫描电镜工作原理图

示表面的微观结构非常有效。另外，在这么浅的表面层内，入射电子还没有经过多次散射，产生二次电子的区域与入射电子束的照射面积无多大区别，因此用二次电子成像可以得到较高的分辨率。二次电子由探测器收集，并被闪烁器转换为光信号，再经光电倍增管和放大电路变为电信号，最后在显像管上显示出与电子束同步的扫描图像。图像为立体形象，反映了标本的表面结构。

电子束入射到样品上，除了产生二次电子外，还会激发出各组成元素的特征 X 射线。对于不同元素，它们的特征 X 射线的波长和能量都不相同，而且有确定的数值。应用 X 射线光子的波谱和能量谱的装置分别称为波长色散谱仪(波谱仪)和能量色散谱仪(能谱仪)。其中波谱的谱线比能谱的精细度高，相邻的谱线可以清晰地分开，对于定性和定量分析都大有益处，但利用率很低。能谱的谱线峰背比低，但是计数率高，允许使用微细的电子束分析很微小的区域，分析速度快，另外对样品表面的不平整不敏感。由于波谱分析和能谱分析相辅相成，因此扫描电镜常同时装备有这两种分析仪器。

(2) 扫描电镜的应用

扫描电镜(SEM)广泛地应用于金属材料(如钢铁、有色金属)和非金属材料(石油、橡胶、水泥、玻璃纤维)、微加工、化学、生物等方面的检验和研究。能够实现金属材料、陶瓷材料、半导体材料、化学材料等的微观形貌观察和成分分析。在微加工领域可以对结构的形貌组织进行观察、失效分析、实时微区成分分析。在化学分析中，能够实现元素定性、定量分析等，也可以做晶体、晶粒的相鉴定，晶粒尺寸、形状的分析，晶体、晶粒取向等的测量。在生物学领域，可以观察各种生物的微结构等。图 5-60 是扫描电镜下的硅板集成电路图像。

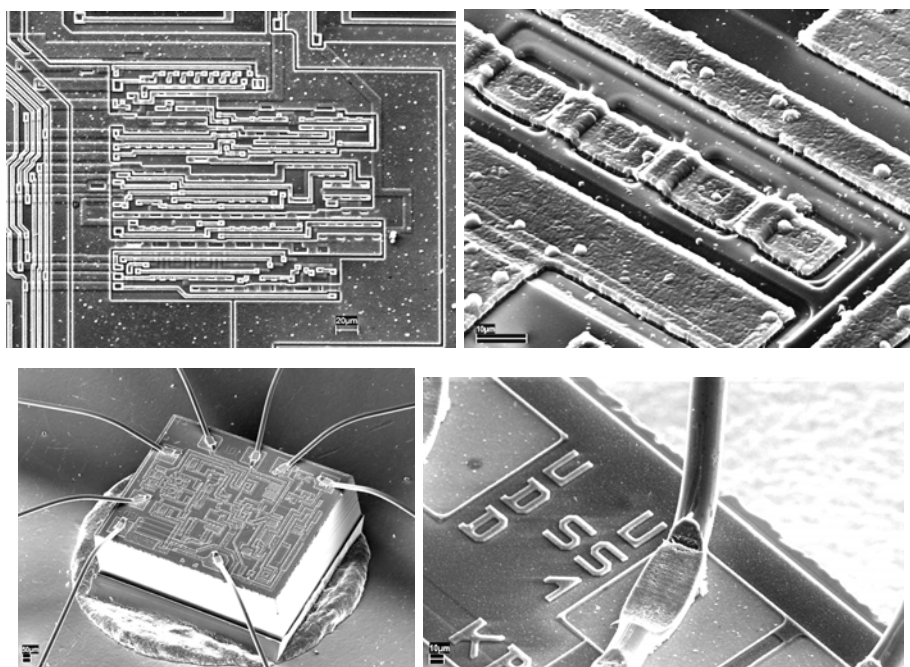


图 5-60 扫描电镜下的硅板集成电路图像

4. 透射电子显微镜(TEM)

电子束入射到样品表面上后，可能有透射电子的存在，透射电子显微镜(Transmission Electron Microscope, TEM)(以下简称透射电镜)就是通过收集透射电子工作的。

(1) 工作原理

透射电镜的工作原理图如图 5-61 所示, 顶部装有电子枪, 中部的电子透镜系统起着聚光成像与放大作用, 下部是观察记录的荧光屏。由电子枪发射出来的电子, 在阳极加速电压的作用下, 经过聚光镜(电磁透镜)会聚为电子束照明样品。穿过样品的电子携带了样品本身的结构信息, 经物镜、中间镜和投影镜的连续聚焦放大, 最终以图像或衍射谱的形式显示于荧光屏上。透射电镜是通过记录与样品发生相互作用后, 透射出来的电子成像来检测样品的。由于电子穿透样品的能力一般较低, 因此要求标本制作得很薄, 约 $0.2\mu\text{m}$ 。此外, 所制得的样品还必须具有代表性, 以便能够真实反映所分析材料的某些特征, 因此, 样品制备时不可影响这些特征, 如果已经产生影响, 则必须知道影响的方式和程度。透射电镜样品制备是一个涉及面很广的课题, 方法也很多, 选择哪些方法, 则取决于材料的类型和所要获取的信息。

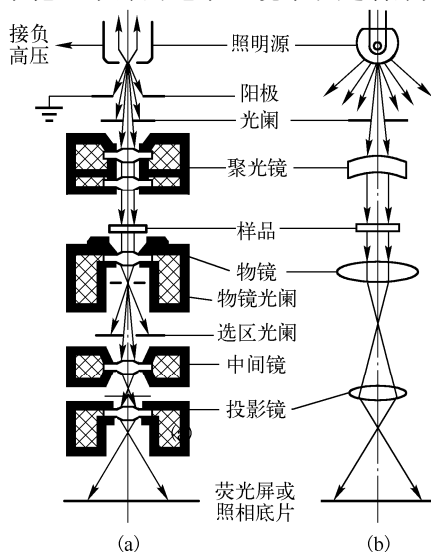


图 5-61 透射电镜工作原理图

(2) 扫描电镜与透射电镜的对比

① 扫描电镜主要用来观察样品表面的三维结构, 对样品的厚度没有限制; 透射电镜由于只能观察薄膜状样品, 所以很多时候必须对样品进行切片, 得到的是二维的图像, 但可以分析样品的内部结构。

② 透射电镜的分辨率更高, 通常比扫描电镜高一个数量级, 目前最先进的透射电镜的分辨率已经接近 10nm 。

③ 扫描电镜放大倍数增加时, 焦距不变, 景深也基本不变, 因此放大率的工作范围很大, 从光学显微镜的几百倍以内直到几十万倍; 透射电镜放大倍数增加时, 焦距和景深都随之减小, 因此放大率的工作范围较小, 一般在几十万倍以下。

5.5 光纳米传感技术的发展方向

5.5.1 亚波长光学元件技术

亚波长光学元件是指尺寸小于其中传播光波长 λ 的 $1/10$ 的光学元件, 当光波通过这种亚波长结构时, 光脱离共振区(衍射区), 衍射消失, 只有 0 级存在, 这时微结构相当于一层介质, 这层介质称为等效介质。等效介质相当于表面加上一层薄膜, 但这层薄膜不是溅射上去而是加工上去的。由于等效薄膜与基底为同一材料, 因此性能稳定、不会脱落, 可大大提高薄膜的高温阈值, 是薄膜研究的新方向。利用光在这种薄膜上传输产生的新光学效应, 可构成新的微光学器件, 这种器件就称为 SOE (Subwavelength Optical Elements)。SOE 新的光学特性目前已发现并得到应用的主要有三个方面:

(1) 光波通过亚波长结构时, 光的衍射消失, 仅产生零级反射和透射, 形成新型抗反射元件、双折射元件。

(2) 采用空间连续变化的亚波长结构可获得偏振面的衍射, 这种相位驱动称为 pancharatnam-berry 相位, 利用偏振来获得光程差变化的光学器件就称为 PBOE (Pancharatnam-

Berry Phase Optical Elements)。PBOE 可用于分束器、起偏器、波片($\lambda/2, \lambda/4$)、滤波器、隔离器等,形成新型偏振器件。

(3) 表面等离子波亚波长光学——这种亚波长光学基于表面等离子共振(Surface Plasmon Resonance, SPR)的原理,详见 5.3 节。近年来由于微细加工技术的发展,亚微米加工及纳米加工的出现,使 SPR 的研究波段可以扩展到近红外和可见光,出现了表面等离子亚波长光学(Surface Plasmon Subwavelength Optics, SPSO),获得了亚波长光纤、亚波长波导、小孔增透和局域增强等一系列重要进展。

5.5.2 MOEMS 技术

1. MOEMS 技术概述

随着微光学、微光器件及微光机电一体化集成技术的发展,人们在 MEMS 中加了一个“O”,将微光机电一体化系统称为微光机电系统(Micro-Optical-Electro-Mechanical System, MOEMS),也称为光学 MEMS(optical MEMS)。MOEMS 是当前性能最佳、精度最高、知识密集度最高的微系统。

MOEMS 技术是伴随着 MEMS 技术和微光学技术的发展而发展起来的,MOEMS 技术的起源可追溯到 20 世纪 60 年代科学家对薄膜以及波导的研究。1969 年, Milier 就已经提出了“集成光学”的概念,但由于当时微光学、微电子和微型机械技术,特别是硅微加工技术的限制,集成光学研究没有大的进展。20 世纪 80 年代中期,微系统技术迅猛发展,硅微加工新技术不断涌现,尤其是利用牺牲层腐蚀技术实现了微可动结构,为微光机电系统技术的发展打下了坚实的基础。MOEMS 器件将成为未来社会众多领域的核心器件,鉴于 MOEMS 技术的重要经济潜力和战略性地位,从美国、日本、欧洲的工业发达国家,到韩国、新加坡等新兴工业国家,乃至中国台湾地区,都认识到发展 MOEMS 对国际竞争的重要意义,把 MOEMS 与电子信息、航天航空等并列作为战略高科技对待,目前 MOEMS 技术已经进入全面发展阶段。

MOEMS 技术的迅速崛起及其所显示的巨大潜力同样引起我国政府的高度重视,我国也积极开展相关研究工作。中科院上海微系统所开展了直径为 $400\mu\text{m}$ 的多晶硅齿轮和气动涡轮以及微静电电机的研制工作。清华大学试制了多晶硅梁、微流泵与阀、微弹簧等微器件,其热致动微型泵外形尺寸为 $9\text{mm}\times 6\text{mm}\times 1\text{mm}$,输出流量可达 $40\mu\text{L}/\text{min}$ 。长春光机所在微测试技术的研究方面取得了一定的进展。哈尔滨工业大学研制出电致伸缩陶瓷驱动的二自由度微小型机器人,位移范围为 $10\text{mm}\times 10\text{mm}$ 。我国的整体形势是面上正逐渐铺开,并逐步深入,但总体起步晚,由于技术基础和资金支持等问题,在研究规模、技术水平上与先进国家相比尚有较大差距。

2. MOEMS 器件的特点

(1) 微型化: MOEMS 器件尺寸小、重量轻,因此具有功耗低、惯性小、响应快等特点。

(2) 材料性能好: 以硅为主要材料,机械电气性能优良;价格低廉,可批量生产,在关键的性能指标方面,如微光器件的插入损耗、波长平坦度和串扰,MOEMS 技术可达到单个技术的最高性能;MOEMS 技术可以在极小的晶片上排列大规模矩阵,其响应速度和可靠性很高。

(3) 规模化生产: MOEMS 器件最重要的特征在于利用半导体工艺实现微电子机械系统的大批量生产。硅基 MOEMS 器件可以采用与集成电路制造几乎相同的工艺,批量化制造大量性能一致的微器件,达到规模效应。

(4) 集成化: 微系统可以将微传感器、微执行器以及后续的调理电路芯片集成在一个芯片上,从而提高集成度。

(5) 低成本：由于具有以上特性，MOEMS 器件为降低系统成本提供了多种可能。如 MOEMS 芯片的良好性能使得更低成本的网络设置和架构以及光纤层的保护成为可能。MOEMS 尺寸小和功耗低的特性使得系统的外形可以缩小，节省了系统需要占用的面积。仅就器件而言，MOEMS 器件的单批产量很高，经济性好，且器件的重复性好，故器件价格较低，进一步降低了系统成本。

3. MOEMS 的应用技术

将 MEMS 引入光学领域在近十年来越来越多，而且由于引入微光学体现了 MOEMS 的先进性、高技术性和多功能性，因此是 MEMS 未来的发展方向。近十年来由于集成光学 (Integrated Optics) 的快速发展，半导体激光、光波导、微透镜、微光栅、微干涉也得到了快速发展。同时基于固态非线性光学、无需运动部件的光扫描和光调制微器件的产生以及有运动部件的微反射镜、微动执行器的产生，使 MOEMS 可以用于通信网络、存储器、传感器、生物化学分析等各个方面。图 5-62 所示为微光学在 MEMS 系统中的主要应用。

表 5-3 是 MEMS 及 MOEMS 应用领域的例子。MOEMS 元件中各种元件所占比例如图 5-63 所示。

表 5-3 MEMS 及 MOEMS 应用领域的例子

商业应用	国防应用
植入或非植入生物医学传感器 小型生化分析仪器 心脏操作系统(如起搏器) 药量控制系统(如胰岛素止痛器) 神经学模拟 工程及动力控制 自动化安全及悬浮系统 长距光通信器件及开关 数据存储系统 机电信号处理 健康及工程健康监测(分布式传感) 空气动力及流体动力分布式控制	军用导航的惯导系统 用于跟踪、环境及安全监测的自动分布式传感器 武器点火等使用中的安全保证 集成微光机敌我识别系统及元器件 低功耗、高密度数据存储驱动 基于维修条件的嵌入式传感与执行器 用于小型化控制燃烧的集成流场系统 通信中光机电信号处理 航空器空气动力控制 主动式分布蒙皮传感

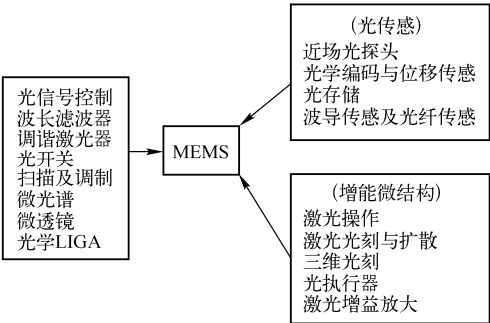


图 5-62 微光学在 MEMS 系统中的主要应用

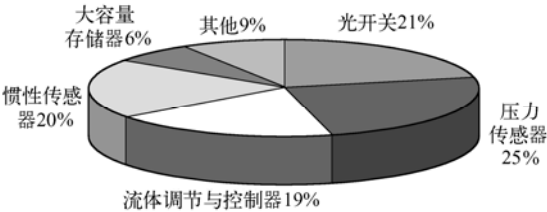


图 5-63 MOEMS 元件中各种元件所占比例

(1) 纳米位移测量技术

在 MOEMS 系统中经常使用多种衍射光栅，有阵列波导衍射型光栅 (AWG)、MOEMS 可变衍射型光栅等，可做成各种微传感器(位移、应变、加速度、生物等)及微功能、微控制器，详细内容见 2.3 节。

(2) 光纤 Fabry-Perot (F-P) 腔的 MOEMS 加速度传感器

光纤 F-P 腔的 MOEMS 加速度传感器是利用加速度传感质量块的一个端面与固定的光纤端

面平行形成 F-P 腔, 其结构如图 5-64 所示, 通过干法刻蚀或湿法腐蚀工艺在硅基底上刻蚀出传感质量块和悬臂梁结构, 传感质量块的一个端面与光纤的端面在加速度敏感轴方向上相互平行, 形成一个 F-P 腔, 光纤固定在硅基底上制作出的 V 形槽内。光纤同时作为光信号的出射和接收端, 宽谱光源入射的光通过光纤端面进入 F-P 腔, 光在质量块和光纤端面之间多次反射, 形成多光束干涉, 干涉信号同样由光纤端面接收, 并输出到探测器。如图 5-64 所示, 当外界加速度作用时, 传感质量块将沿垂直于光纤端面的方向移动, 由于质量块移动会引起 F-P 腔的腔长变化, 导致 F-P 反射谱漂移。通过探测输出光谱的漂移, 就能反映出加速度的变化。

目前这种结构的 MOEMS 加速度传感器的实际分辨率可达 1mg , 但是其对质量块反射端面与光纤端面的平行度和反射率要求都非常高, F-P 腔的装调难度大, 并且在质量块振动过程中很难保证其平行度。另外, F-P 腔的腔长变化范围有限, 因此这种 MOEMS 加速度传感器测量的动态范围很小, 一般不会超过 $\pm 2\text{g}$, 限制了它的实际应用。

(3) 微结构光栅的 MOEMS 加速度传感器

这种类型的 MOEMS 加速度传感器是利用 MEMS 加工工艺, 在同一基底上加工出可动光栅和固定光栅两个部分, 如图 5-65 所示。在一个基底上通过双面刻蚀制作出传感质量块和可动光栅一体的微结构, 该结构包括了四个折叠的悬臂梁、传感质量块以及一组可动光栅, 而固定光栅则制做在固定基底上。光源照射在光栅上, 这样一组可动光栅和固定光栅形成发射相位光栅。当垂直于质量块的表面方向上的加速度作用到质量块上时, 质量块会带动可动光栅发生上下移动, 形成明暗相间的衍射条纹。当可动光栅与固定光栅的高度差发生变化时, 由光栅反射形成衍射条纹的各级衍射极大的位置将发生变化, 这样探测器所探测到的光强就会发生变化, 从而达到测量加速度大小的目的。

衍射光栅式的 MOEMS 加速度传感器体积很小, 整个结构在同一基底上制作完成, 有很高的集成度, 而且在理论上有很高的分辨率, 可以达到 μg 量级。但是, 为了获得较高的分辨率, 就必须提高光栅周期数, 即在有限的尺寸下减小光栅间距, 这对加工工艺提出了更高的要求。由于传感质量块的厚度较大, 因此需要在反面质量块的制作过程中采用深度反应离子束刻蚀, 这样的设备非常昂贵, 而且深反离子刻蚀的过程中需对正面制作好的光栅结构进行保护, 由于光栅线条很细, 因此在最后的结构释放时由于保护层残余应力的作用, 很容易造成微光栅结构的变形和断裂, 制作难度非常大, 成品率很低。普通的设备和工艺很难满足该结构的加工要求。

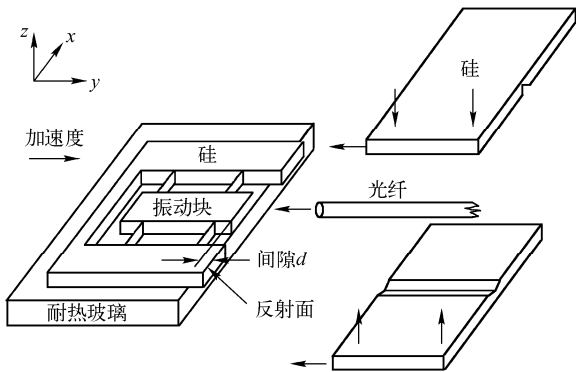


图 5-64 光纤 F-P 腔的 MOEMS 加速度传感器结构示意图

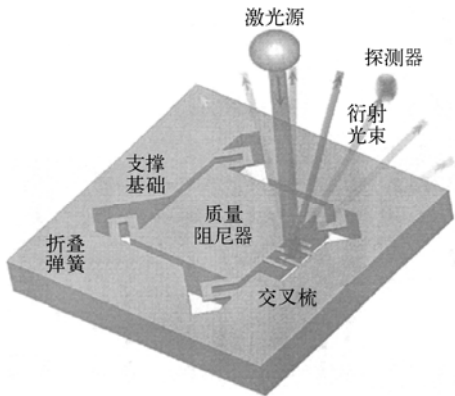


图 5-65 衍射光栅式 MOEMS 加速度传感器结构示意图

(4) 光波导光强检测的 MOEMS 加速度传感器

这种结构的加速度传感器是将光纤、光波导和 MEMS 技术集成在起, 传感质量块和悬臂

梁的结构依然采用双面的体硅刻蚀方法制作而成，四个直角悬臂梁分布在质量块的两侧，在质量块的表面集成了由 Si_3N_4 和 SiO_2 构成的直线光波导结构作为传感器件，如图 5-66(a) 所示。在周围的固定硅基底上，传感质量块上直线光波导的两端也分别集成了输入和输出光波导，传输光通过光纤导入和接收。

当 z 轴方向上的加速度作用到传感结构上时，质量块会带动传感的光波导沿 z 轴方向移动，这时，传感光波导和输入输出波导端面就会产生相对位移，使输入波导耦合进入传感光波导的光强发生变化。同样，由传感光波导耦合到输出波导的光强也会发生相应的变化。通过探测光纤输出的光强就能反映出传感质量块所受 z 轴方向上加速度的大小，如图 5-66(b) 所示。该 MOEMS 加速度传感器采用了硅基底与光波导一体化的结构，并且四个直角悬臂梁接收使得其自然谐振频率比普通悬臂梁结构要高。但是在实用化过程中，输入和输出端的光纤和基底光波导之间的插入损耗，以及光波导本身的传输损耗都是需要解决的问题；而且由于光波导端面尺寸的限制，传感质量块上集成的光波导在 z 轴方向上能移动的距离非常有限，这使得该结构的 MOEMS 加速度传感器的测量范围和精度都很难做得很高。

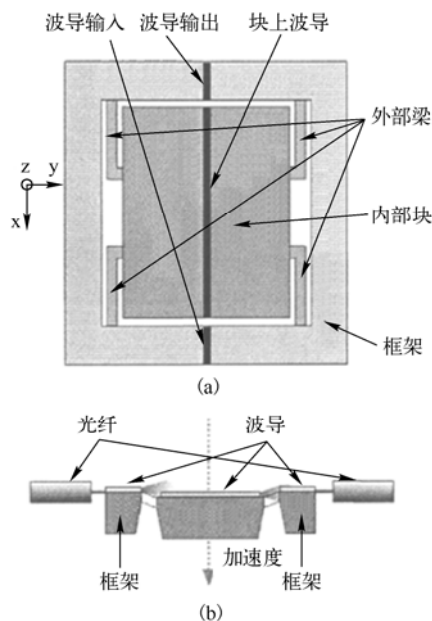


图 5-66 光波导结构的 MOEMS 加速度传感器结构示意图

练习与思考题

- 5-1 简述纳米光学所研究的内容和物理学基础。
- 5-2 简述倏逝波的原理。什么叫倏逝波的穿透深度？穿透深度与哪些因素有关？
- 5-3 如何利用倏逝波对气体浓度进行测量，测量对气体有何要求？
- 5-4 简述表面等离子波产生的原理。产生表面等离子体共振的条件是什么？
- 5-5 表面等离子共振传感器在结构上有哪几种类型？各类型的工作原理是什么？
- 5-6 根据光波导耦合器件的不同，表面等离子共振传感器分哪几种？其工作原理分别是什么？
- 5-7 表面等离子共振传感器的性能决定于哪些因素？
- 5-8 近场探测的原理是什么？近场探测为什么能突破衍射极限，达到超高的光学分辨率？
- 5-9 近场扫描光学显微镜检测的原理是什么？检测系统包括哪些主要部分？
- 5-10 简述近场扫描光学显微镜 (NSOM) 的三种工作方式。
- 5-11 纳米级的光学测试方法有哪些？其原理分别是什么？
- 5-12 简述原子力显微镜 (AFM) 的原理。其工作方式有哪些？
- 5-13 简要列举 MEMS 和 MOEMS 技术的应用。
- 5-14 本章中提到的各种测量方法中，哪些利用了光的倏逝波或倏逝场效应？

本章参考文献

- 1 王伯雄, 陈非凡, 董瑛. 微纳米测量技术. 北京: 清华大学出版社, 2006
- 2 杨国光. 近代光学测试技术. 浙江: 浙江大学出版社, 1997
- 3 杨国光. 微光学与系统. 浙江: 浙江大学出版社, 2008
- 4 章海军, 张冬仙. 纳米技术与系统. 浙江大学光电信息及检测技术研究所, 2010

- 5 梅涛, 伍小平. 微机电系统. 北京: 化学工业出版社, 2003
- 6 石庚辰 . 微机电系统技术. 北京: 国防工业出版社, 2002
- 7 程晓辉, 赵洋, 李达成. 光学纳米测量方法及发展趋势. 光学技术. 1999, 3: 1-10
- 8 陈本永、李达成. 纳米测量技术的挑战与机遇. 仪器仪表学报. 2005, 26(5):547-550
- 9 姚骏恩. 纳米测量仪器和纳米加工技术. 中国工程科学. 2003, 5(1): 33-37
- 10 林日乐, 谢佳维, 蔡萍. 体微加工技术在 MEMS 中的应用压电与声光. 2005, 27(3):324-327
- 11 张文超. 基于倏逝波场的光纤瓦斯气体传感器的研究. 黑龙江大学硕士学位论文, 2008
- 12 杨海东. 基于表面等离子体共振技术的扫描近场光学显微镜的研究. 南开大学硕士学位论文, 2004
- 13 刘毅. 利用表面等离子体共振传感技术分析气体成分研究. 黑龙江大学硕士学位论文, 2008
- 14 马哲. 一维微纳结构的近场光学表征及应用. 浙江大学博士学位论文, 2010
- 15 吴宇. 微纳光纤环 MOEMS 加速度传感器理论与应用研究. 浙江大学博士学位论文, 2008

附录 A 光探测及信号处理技术

A.1 光信号探测技术

一般光电检测及处理系统如图 A-1 所示,包括光学变换、光电转换和电路处理三大部分,其中光学变换部分采用光学的方法将被测物理量变成相应的光信号,光电转换部分实现光信号到电信号的转换,而电路处理部分将变换得到的电信号进行处理,得到被测物理量。

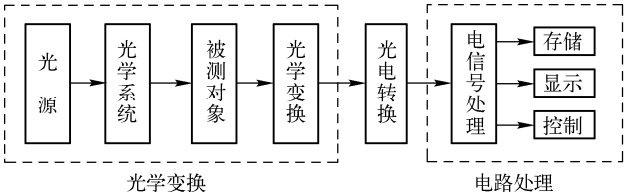


图 A-1 光电检测及处理系统

光电检测技术以激光、红外、光纤等现代光电器件为基础,通过对载有被检测物体信号的光辐射(发射、反射、散射、衍射、折射、透射等)进行检测,即通过光电检测器件接收光辐射并转换为电信号。

由输入电路、放大滤波等检测电路提取有用的信息,再经过 A/D 变换后输入微型计算机进行运算、处理,最后显示或打印输出所需检测物体的几何量或物理量。

光学变换包括时域变换、空域变换、光学参量调制等三种方式,其中时域变换主要是调制光的幅度、频率、相位、脉宽、偏振态等,空域变换主要通过光学扫描实现,光学参量调制是利用各种效应,将外界物理量加于光波上,实现对物理量的检测。光学变换主要是为了形成能被光电探测器接收,便于后续电学处理的光学信息。

光电变换主要包括光电/热电器件(传感器)、变换电路、前置放大,目的是将信息变为电路处理系统能够识别的电信息。

电路处理主要实现对电信号的放大、滤波、调制、解调、模数转换、数模转换、微机接口及控制。

1. 光电探测器的基本特性

光电探测器件工作的物理基础是光电效应。按工作机理可将光电探测器件分为两大类:一类为利用光子效应的光子探测器,另一类为利用吸收光辐射而导致温升产生温度变化效应并最终转化为电信号的热电探测器。热电探测器与光子探测器的最大不同是对光信号的响应是否有波长选择性。而光子探测器又分为真空器件和固体器件。其分类方法见图 A-2。由于光电探测器件在光电系统中起着将光

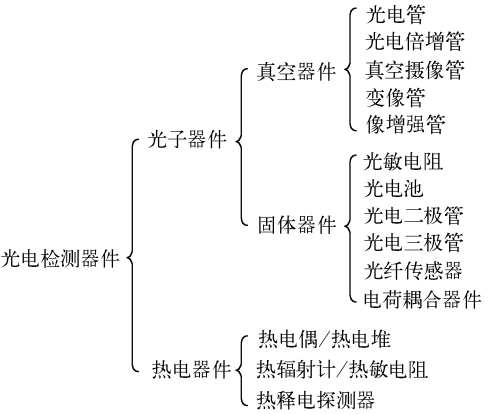


图 A-2 常用光电检测器件分类

信号转化为电信号的核心作用，因此在光电系统中，光电探测器件的选取和使用是否得当在很大的程度上决定了光电系统的性能。

不同类型光电器件具有不同的特点，见表 A-1。

包括响应特性、噪声特性、量子效率、线性度、工作温度等光电器件的基本特性。

表 A-1 光电检测器件的特点

光子器件	热电器件
响应波长有选择性，一般有截止波长，超过该波长，器件无响应。	响应波长无选择性，对可见光到远红外的各种波长的辐射同样敏感
响应快，吸收辐射产生信号需要的时间短，一般为纳秒到几百微秒	响应慢，一般为几毫秒

(1) 响应特性

① **响应度(或称灵敏度)**：光电探测器输出信号与输入光功率之间关系的度量。响应度随入射光波长变化而变化。响应度分电压响应度和电流响应度。

电压响应度是指光电探测器输出电压与入射光功率之比： $S_v = V_o / P_i$ 。

电流响应度是指光电探测器输出电流与入射光功率之比： $S_i = I_o / P_i$ 。

② **光谱响应度**：指探测器在波长为 λ 的单色光照射下，输出电压或电流与入射的单色光功率之比。

$$S_v(\lambda) = \frac{V_o(\lambda)}{P_i(\lambda)} \quad \text{或} \quad S_i(\lambda) = \frac{I_o(\lambda)}{P_i(\lambda)} \quad (\text{A-1})$$

③ **积分响应度**：指检测器对各种波长光连续辐射量的反应程度。

④ **响应时间 τ** ：是描述光电探测器对入射光响应快慢的一个参数，包括上升时间和下降时间。上升时间是指入射光照射到光电探测器后，光电探测器输出上升到稳定值所需要的时间。下降时间是指入射光遮断后，光电探测器输出下降到稳定值所需要的时间。

⑤ **频率响应**：指光电探测器的响应随入射光的调制频率而变化的特性。

由于光电探测器信号产生和消失存在着一个滞后过程，所以入射光的调制频率对光电探测器的响应会有较大的影响，用响应率 $S(f)$ 表示。

$$S(f) = \frac{S_0}{[1 + (2\pi f \tau)^2]^{1/2}} \quad (\text{A-2})$$

其中， $S(f)$ 为调制频率为 f 时的响应率， S_0 为调制频率为零时的响应率， τ 为时间常数(等于 RC)，由 τ 决定的上限截止频率为

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{A-3})$$

将上式代入式(A-2)得 $S(f) = \frac{S_0}{[1 + (1)^2]^{1/2}} = \frac{S_0}{\sqrt{2}} = 0.707S_0$

因此，时间常数决定了光电探测器频率响应的带宽。

(2) 噪声特性

在一定波长的光照下，光电探测器输出的电信号并不是平直的，而是在平均值上下随机地起伏，它实质上就是物理量围绕其平均值的涨落现象。这种随机起伏就是光电探测器的噪声。设 I 为光照下探测器在周期 T 上输出电流的均值，则

$$I = \bar{i} = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt \quad (\text{A-4})$$

用均方噪声来表示噪声值大小

$$\overline{\Delta i(t)^2} = \frac{1}{T} \int_0^T [i(t) - \overline{i(t)}]^2 dt \quad (\text{A-5})$$

噪声在实际的光电探测系统中是极其有害的。由于噪声总是与有用信号混在一起的，因而影响对信号特别是微弱信号的正确探测。一个光电探测系统的极限探测能力往往受探测系统的噪声所限制。所以在精密测量、通信、自动控制等领域，减小和消除噪声是十分重要的问题。

光电探测器常见的噪声有热噪声、散粒噪声、产生-复合噪声、 $1/f$ 噪声。

① 热噪声

热噪声又称约翰逊噪声，它是载流子无规则的热运动造成的噪声。导体或半导体中每一电子都携带着电子电量做随机运动(相当于微电脉冲)，尽管其平均值为零，但瞬时电流扰动在导体两端会产生一个均方根电压，称为热噪声电压。热噪声存在于任何电阻中，热噪声与温度成正比，与频率无关，热噪声又称白噪声。

常用噪声电流的均方值为

$$I_{nT}^2 = 4k'T\Delta f / R \quad (\text{A-6})$$

电流噪声对应的噪声电压均方值为

$$E_{nT}^2 = I_{nT}^2 R^2 = 4k'TR\Delta f \quad (\text{A-7})$$

式中， R 为电阻的阻值； k' 为波耳兹曼常数； T 为电阻所处环境的绝对温度； Δf 为所用测量系统的频带宽度。

从上式可知，噪声功率与测量系统的频率无关，通常认为在频率 $f < 10^{12}$ Hz 的整个无线电频带内，噪声功率谱密度平坦，电阻热噪声是一种白噪声。

图 A-3 是电阻的噪声电流瞬时值 I_{nT} 随时间 t 无规则变化的波形，它围绕在横轴上下变化，但其平均值趋于零。

具有热噪声的电阻 R 的等效电路有两种形式，如图 A-4 所示。一种是等效为电流源 I_n 与理想无噪声电阻 R 的并联；另一种等效为电压源 E_n 与理想无噪声电阻 R 的串联。

② 散粒噪声

入射到光探测器表面的光子是随机的，光电子从光电阴极表面逸出是随机的，PN 结中通过结区的载流子数也是随机的。散粒噪声也是白噪声，与频率无关。散粒噪声是光电探测器的固有特性，对大多数光电探测器的研究表明，散粒噪声占主要地位。例如光伏器件的 PN 结势垒是产生散粒噪声的主要原因。

如图 A-5 所示，散粒噪声的电流均方值为

$$I_{nsh}^2 = 2qI_{DC}\Delta f \quad (\text{A-8})$$

式中， q 为电子电荷； I_{DC} 为流过电流的直流分量。



图 A-3 电阻噪声

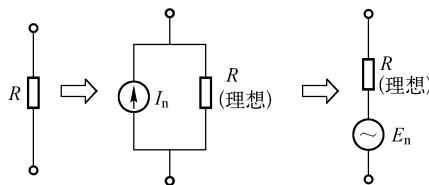


图 A-4 电阻热噪声等效电路

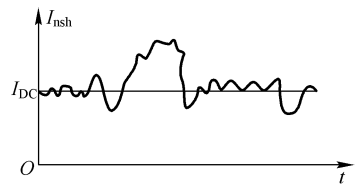


图 A-5 散粒噪声的变化曲线

在光电器件中，光电流的直流分量 I_p 也同样会引起散粒噪声

$$I_{np}^2 = 2qI_p \Delta f \quad (A-9)$$

从噪声表达式中可见散粒噪声与电路频率无关，因此它也是一种白噪声。

③ 产生-复合噪声

半导体受光照，载流子不断产生-复合。在平衡状态时，在载流子产生和复合的平均数是一定的。但在某一瞬间载流子的产生数和复合数是有起伏的。载流子浓度的起伏引起半导体电导率的起伏。

$$\text{该噪声的电流均方值为} \quad I_n^2 = \frac{4qI(\tau_s/\tau_c)\Delta f}{1+4\pi^2 f^2 \tau_s^2} \quad (A-10)$$

式中， q 为电子电荷； I 为流过光电导器件的平均电流； τ_s 为载流子的平均寿命； τ_c 为载流子在光电导器件内电极间的平均漂移时间； Δf 为测量电路的带宽。

由式(A-10)可知，产生-复合噪声与频率 f 有关，属于非白噪声。但在相对低频的条件下，即 $4\pi^2 f^2 \tau_s^2 \ll 1$ 时，公式可简化为

$$I_n^2 = 4qI(\tau_s/\tau_c)\Delta f \quad (A-11)$$

该式与散粒噪声表达式类似，可认为是近似的白噪声。有时把 $\tau_s/\tau_c = G$ 叫做光电导器件的内增益，上式又可写成 $I_n^2 = 4qIG\Delta f$ 。

④ $1/f$ 噪声

它又叫闪烁噪声或低频噪声。噪声的功率近似与频率成反比。多数器件的 $1/f$ 噪声在 200~300Hz 以上已衰减到可忽略不计。

对 $1/f$ 噪声，有以下经验公式

$$I_n^2 = k_1 I^\alpha \Delta f / f^\beta \quad (A-12)$$

式中， k_1 为与元件本身特性有关的参数； α 为与流过元件的电流有关的常数，通常取 $\alpha = 2$ ； β 为与元器件材料性质有关的系数，约为 0.8~1.3，常取 $\beta = 1$ 。

$$\text{式(A-12)可以改写为} \quad I_n^2 = k_1 I^2 \Delta f / f \quad (A-13)$$

可知噪声的电流均方值与电路频率成反比，所以称为 $1/f$ 噪声，它不是白噪声，噪声功率谱集中在低频，有时又称其为低频噪声。

⑤ 信噪比

信噪比是判定噪声大小的参数，是负载电阻上信号功率与噪声功率之比

$$\frac{S}{N} = \frac{P_s}{P_N} = \frac{I_s^2 R_L}{I_N^2 R_L} = \frac{I_s^2}{I_N^2} \quad (A-14)$$

$$\text{可用分贝(dB)表示为} \quad \left(\frac{S}{N}\right) = 10 \lg \frac{I_s^2}{I_N^2} = 20 \lg \frac{I_s}{I_N} \quad (A-15)$$

⑥ 噪声等效功率

噪声等效功率(NEP)是指信号功率与噪声功率的比值为 1 (SNR=1) 时，入射到探测器件上的辐射通量(单位为瓦)。

这时，投射到探测器上的辐射功率所产生的输出电压(或电流)等于探测器本身的噪声电压(或电流)

$$NEP = \frac{\Phi_e}{SNR} \quad (W) \quad (A-16)$$

一般一个良好的探测器件的 $NEP \approx 10^{-11} W$ 。NEP 越小，噪声越小，器件的性能越好。噪声等效功率是一个可测量的量。

设入射辐射的功率为 P ，测得的输出电压为 U_0 ，然后除去辐射源，测得探测器的噪声电压为 U_N ，则按比例计算，使 $U_0 = U_N$ 的辐射功率满足下式

$$\text{NEP} = P / \left(\frac{U_0}{U_N} \right)^2 \quad (\text{W}) \quad (\text{A-17})$$

(3) 量子效率 $\eta(\lambda)$

量子效率是指在某一特定波长上，每秒钟内产生的光电子数与入射光量子数之比。对理想的探测器，入射一个光量子发射一个电子， $\eta=1$ 。而实际上， $\eta<1$ 。量子效率是一个微观参数，它越高越好。

量子效率与响应度具有如下关系

$$\eta(\lambda) = \frac{I/q}{P/(h\nu)} = \frac{S(\lambda)}{q} h\nu \quad (\text{A-18})$$

式中， I/q 是每秒产生的光电子数， $P/(h\nu)$ 是每秒入射的光子数。

(4) 线性度

线性度描述光电探测器输出信号与输入信号保持线性关系的程度。在某一范围内探测器的响应度是常数，称这个范围为线性区。

$$\delta_{\text{nl}} = \Delta_{\text{max}} / (I_2 - I_1) \quad (\text{A-19})$$

式中， Δ_{max} 为实际响应曲线与拟合曲线之间的最大偏差； I_2 和 I_1 分别为线性区中最小和最大响应值。

(5) 工作温度

工作温度指光电探测器最佳工作状态时的温度。光电探测器在不同温度下，性能有变化。例如，半导体光电器件的长波限和峰值波长会随温度而变化；热电器件的响应度和热噪声会随温度而变化。

2. 几种常用的光电探测器

(1) 光敏电阻

光敏电阻是光电导型器件(见图 A-6)，主要是硅、锗和化合物半导体，如硫化镉(CdS)、碲化铟(InSb)等。它具有光谱响应范围宽、偏置电压低、工作电流大、动态范围宽、光电导增益大、灵敏度高、无极性、使用方便等优点。但在强光照射下，光电线性度较差，光电驰豫时间较长，频率特性较差。

① 光敏电阻的光电特性

图 A-7 为硫化镉光敏电阻的光电特性曲线，光电流 I_1 与入射光照度 E_L 的关系为

$$I_1 = G_1 E_L^{\gamma_E} U^{\alpha_U} \quad (\text{A-20})$$

式中， γ_E 为照度指数(0.5 ~ 1)， G_1 为光电导， α_U 为电压指数， U 为外加电压。

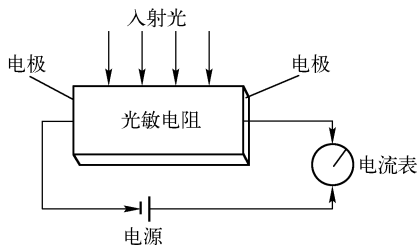


图 A-6 光敏电阻原理图

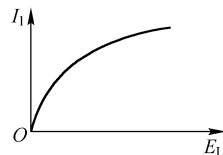


图 A-7 硫化镉光敏电阻的光电特性曲线

弱光时， $\gamma_E=1$ ，光电流与照度成线性关系。强光时， $\gamma_E=0.5$ ，光电流与照度成抛物线。

光照增强的同时,载流子浓度不断增加,同时光敏电阻的温度也在升高,从而导致载流子运动加剧,因此复合机率也增大,光电流呈饱和趋势。冷却可以降低光电流的饱和趋势。

在弱光照下,光电流与 E_L 具有良好的线性关系,在强光照下则为非线性关系。其他光敏电阻也有类似的性质。光电导灵敏度是指光电导 G_L 与照度 E_L 之比,即

$$S_g = G_L / E_L = G_L \cdot A_L / \Phi \quad (A-21)$$

式中, A_L 为光敏面积, Φ 为入射通量。

不同波长的光,光敏电阻的灵敏度不同(见图 A-8)。在选用光电器件时必须充分考虑到这种特性。光电导增益为

$$G = \beta_h \tau_i \mu_v U / l^2 \quad (A-22)$$

式中, β_h 为量子产额, τ_i 为载流子寿命, μ_v 为迁移率, U 为外加电压, l 为电极间距。

光电导增益反比于电极间距的平方。

② 伏安特性

由于在一定的光照下,光敏电阻是一个纯电阻,因此光敏电阻的光电流与所加的电压关系符合欧姆定律,其伏安特性曲线为直线(见图 A-9)。不同光照度对应不同直线。

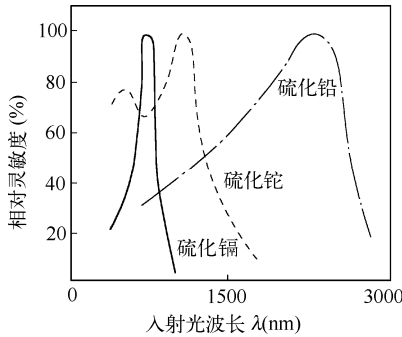


图 A-8 光敏电阻的光谱特性

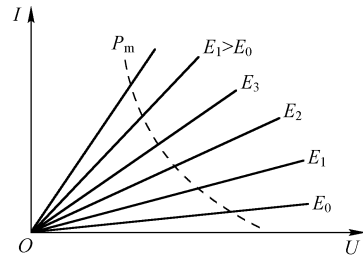


图 A-9 光敏电阻的伏安特性曲线

受耗散功率的限制,在使用时,光敏电阻两端的电压不能超过最高工作电压,图 A-9 中的虚线为允许功耗曲线,由此可确定光敏电阻的正常工作电压。

③ 频率特性

光敏电阻时间常数比较大,其上限截止频率低(见图 A-10)。只有 PbS 光敏电阻的频率特性稍好些,可工作到几千赫。

④ 响应时间

光敏电阻的时间响应特性较差,主要原因是材料从受光照到稳定状态,光生载流子浓度的变化规律

$$\Delta p = \Delta p_0 \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_i} \right) \right) \quad (A-23)$$

式中, Δp_0 为稳态光生载流子浓度。停止光照,光生载流子浓度的变化为

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp \left(-\frac{t}{\tau_i} \right) \quad (A-24)$$

⑤ 温度特性

光敏电阻是多数载流子导电,温度特性复杂。随着温度的升高,光敏电阻的暗电阻和灵敏度都要下降,温度的变化也会影响光谱特性曲线。

例如,硫化铅光敏电阻,随着温度的升高光谱响应的峰值将向短波方向移动(见图 A-11)。尤其是红外探测器要采取制冷措施。

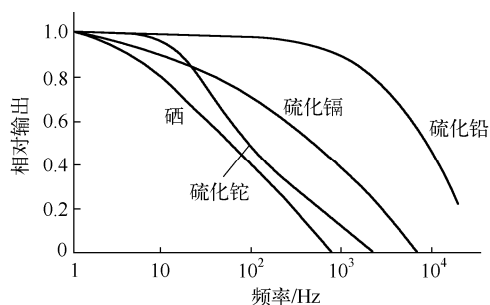


图 A-10 几种光敏电阻的频率特性曲线

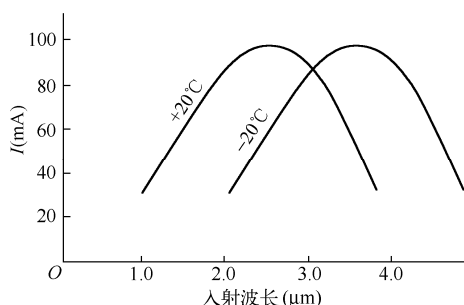


图 A-11 硫化铅光敏电阻的光谱温度特性曲线

使用材料：硫化镉 (CdS)、硫化铅 (PbS)、铟化铟 (InSb)、碲镉汞 (HgCdTe)、碲锡铅 (PbSnTe)。

光敏面：1~3mm；工作温度：-40~+80℃；温度系数：1；极限电压：10~300V；耗散功率：<100W；时间常数：5~50ms；光谱峰值波长：因材料而不同，在可见/红外远红外；暗电阻：108Ω；亮电阻：104Ω。

图 A-12 是光敏电阻用于照明灯自动控制的电路。电路基本功能：根据自然光的情况决定是否开灯。电路基本结构：整流滤波电路；光敏电阻及继电器控制；触电开关执行电路。电路基本原理：光暗时，光敏电阻阻值很高，继电器关，灯亮；光亮时，光敏电阻阻值降低，继电器工作，灯关。

(2) 光电池

光电池是根据光生伏特效应制成的将光能转换成电能的一种器件。当用适当波长的光照射 PN 结时，由于内电场的作用(不加外电场)，光生电子拉向 N 区，光生空穴拉向 P 区，相当于 PN 结上加一个正电压，此时产生 PN 结的光生伏特效应。

图 A-13 是光电池的等效电路，负载 R_L 上的电流为

$$I_L = I_p - I_0 \left\{ \exp \left[\frac{q}{kT} (U_b - I_L R_s) \right] - 1 \right\} \quad (\text{A-25})$$

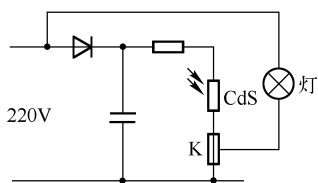


图 A-12 照明灯自动控制电路

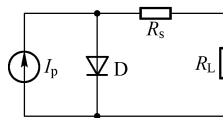


图 A-13 光电池的等效电路

式中， I_p 为光电池等效电路中的恒流源， I_0 为光电池等效二极管反向饱和电流， q 为电子电荷量， U_b 为光电池输出电压， R_s 为光电池等效电路中的串联电阻， R_s 很小，可以忽略。

$$\text{当 } I_L = 0, \text{ 得到开路电压 } U_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_p}{I_0} + 1 \right) \quad (\text{A-26})$$

$$\text{当 } U_b = 0 \text{ 时, 得到短路电流 } I_{sc} = I_p \quad (\text{A-27})$$

I_{sc} 与入射光强度成正比，开路电压与入射光强度的对数成正比。

① 伏安特性

无光照时，光电池伏安特性曲线与普通半导体二极管相同(见图 A-14)。有光照时，沿电流轴方向平移，平移幅度与光照度成正比。曲线与电压轴交点称为开路电压 U_{oc} ，与电流轴交点称为短路电流 I_{sc} 。反向电流随光照度的增加而上升(见图 A-15)。

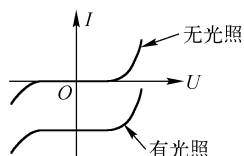


图 A-14 光电电池的伏安特性曲线

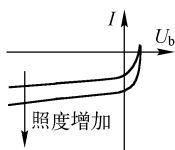


图 A-15 光电电池的伏安特性与光照的关系

② 时间和频率响应

从图 A-16 中可以看到, 硅光电池频率特性好, 硒光电池频率特性差。硅光电池是目前使用最广泛的光电池, 其频率特性曲线如图 A-17 所示。要得到短的响应时间, 必须选用小的负载电阻 R_L 。

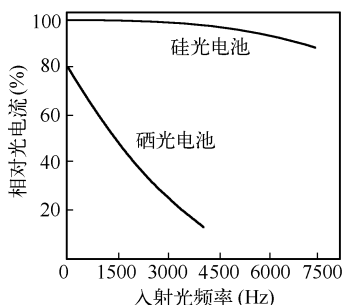


图 A-16 两种光电电池的频率特性曲线

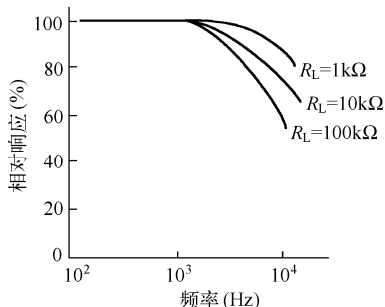


图 A-17 硅光电池的频率特性曲线

光电池面积越大则响应时间越长, 因为光电池面积越大则结电容 C_j 越大, 在给定负载时, 时间常数就越大, 故要求短的响应时间, 必须选用小面积光电池。国内生产的几种 2CR 型硅光电池响应时间见表 A-2。

表 A-2 国内生产的几种 2CR 型硅光电池响应时间

型 号	面 积 mm ²	$R_L = 100\Omega$		$R_L = 500\Omega$		$R_L = 1k\Omega$	
		$t_r (\mu s)$	$t_r (\mu s)$	$t_r (\mu s)$	$t_r (\mu s)$	$t_r (\mu s)$	$t_r (\mu s)$
2CR21	5×5	15	15	20	20	25	25
2CR41	10×10	15	17	35	40	60	70
2CR51	10×20	30	40	60	80	150	150

③ 温度特性

随着温度的上升, 硅光电池的光谱响应向长波方向移动, 开路电压下降, 短路电流上升。光电池用作探测器件时, 测量仪器应考虑温度的漂移, 要进行补偿。开路电压下降大约 $2 \sim 3\text{mV}/^\circ\text{C}$, 短路电流上升约 $10^{-5} \sim 10^{-3}\text{mA}/^\circ\text{C}$ 。

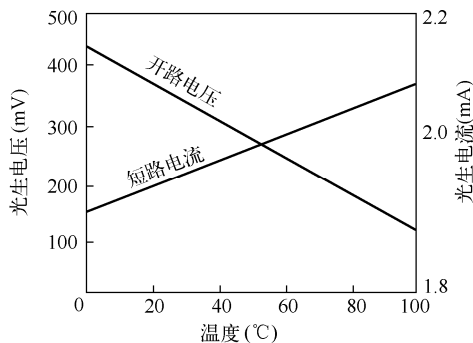


图 A-18 光电电池的温度特性

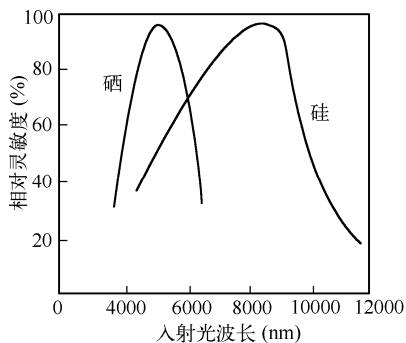


图 A-19 光电电池的波长特性

④ 光谱响应度

硅光电池的响应波长为 $0.4\sim 1.1\mu\text{m}$ ，峰值波长为 $0.8\sim 0.9\mu\text{m}$ 。硒光电池的响应波长为 $0.34\sim 0.75\mu\text{m}$ ，峰值波长为 $0.54\mu\text{m}$ 。

⑤ 光电池的日照特性

光电池电压有两种输出方式(见图 A-20)

光电池在不同的光强照射下可产生不同的光电流和光生电动势。如图 A-21 所示，短路电流在很大范围内与光强成线性关系。开路电压随光强变化是非线性的，且当照度在 2000 lx 时趋于饱和。但与短路电流输出形式相比，开路电压输出的灵敏度较高。开路电压输出方式主要用于开关测量，而短路电流输出方式主要用于线性检测。

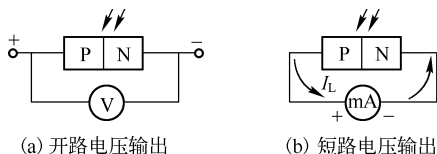


图 A-20 光电池的电压输出原理

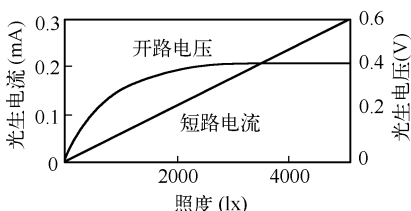


图 A-21 硅光电池的光照特性曲线

从图 A-22 中可以看到，当负载电阻 R_L 增大时，光电池的线性范围也越来越小。因此，在要求输出电流与光照度成线性关系时，负载电阻在条件许可的情况下越小越好，并限制在适当的光照范围内使用。

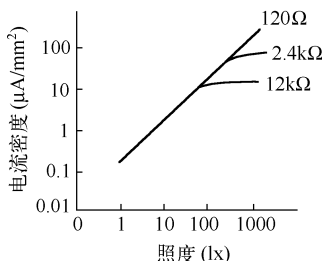


图 A-22 硅光电池光照与负载特性曲线

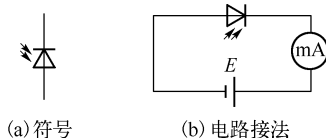


图 A-23 光敏二极管

(3) 光电二极管(光敏二极管)

如图 A-23 所示，与光电池不同，光敏二极管可以不加正偏压，一般在负偏压情况下使用，大的负偏压的施加，增加了耗尽层的宽度和结电场，电子-空穴在耗尽层复合机会少，提高了光敏二极管的灵敏度。增加耗尽层的宽度，结电容减小，能提高器件的频响特性。

为了提高灵敏度及频响特性，却不能无限地加大反向偏压，因为它还受到 PN 结反向击穿电压等因素的限制。

光敏二极管体积小，灵敏度高，响应时间短，光谱响应在可见光到近红外区中，在光电检测中应用较多。

通过选择一定厚度的 i 层，能提高光敏二极管的响应速度，如图 A-24 所示。

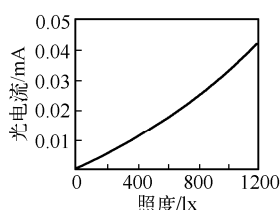
i 层具有两个作用：

第一，为了取得较大的 PN 结击穿电压，必须选择高电阻率的基体材料，这样势必增加了串联电阻，使时间常数增大，影响管子的频率响应。而 i 层的存在，使击穿电压不再受基体材料的限制，从而可选择低电阻率的基体材料。这样不但提高了击穿电压，还减小了串联电阻和

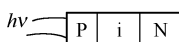
时间常数。

第二，在反偏电压作用下，耗尽层较无 i 层时要大得多，从而使结电容下降，提高了频率响应。

PIN 管的最大特点是频带宽，可达 10GHz。另一特点是线性输出范围宽。但 PIN 管也有缺点，由于 i 层的存在，管子的输出电流小，一般多为零点几微安至数微安。



(a) 响应特性曲线



(b) 示意图

图 A-24 扩散型 P-i-N 硅光敏二极管

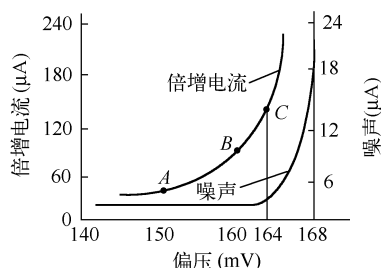


图 A-25 倍增电流、噪声与偏压的关系曲线

(4) 雪崩光敏二极管

雪崩管具有高的增益带宽乘积和极快的时间响应特性。通过一定的工艺可以使它在 1.06μm 波长处的量子效率达到 30%，非常适于可见光及近红外区域的应用。

当在光敏二极管的 PN 结上加上非常大的反向偏压时，在结区产生一个很高的电场，使进入场区的光生载流子获得足够的能量，通过碰撞使晶格原子电离，而产生新的电子-空穴对。

新的电子-空穴对在强电场的作用下分别向相反方向运动。在运动过程中，又与原子碰撞，再次产生电子-空穴对。只要电场足够强，此过程将继续下去，达到载流子的雪崩倍增。通常雪崩光敏二极管的反向工作偏压略低于击穿电压。

雪崩光敏二极管的倍增电流、噪声与偏压的关系曲线如图 A-25 所示。

在偏置电压较低时的 A 点以左，不发生雪崩过程；随着偏压的逐渐升高，倍增电流逐渐增加。从 B 点到 C 点增加很快，属于雪崩倍增区；偏压再继续增大，将发生雪崩击穿；同时噪声也显著增加，如图中 C 点以右的区域。因此，最佳的偏压工作区是 C 点以左，否则进入雪崩击穿区会烧坏管子。

由于击穿电压会随温度漂移，必须根据环境温度变化相应调整工作电压。

雪崩光电二极管具有电流增益大，灵敏度高，频率响应快，带宽可达 100GHz，是目前响应最快的一种光敏二极管，在微弱辐射信号的探测方面被广泛地应用。

设计雪崩光敏二极管时，为了保证载流子在整个光敏区均匀倍增，需要选择无缺陷的材料，对工艺要求高，稳定性差，受温度影响大。

(5) 象限探测器

象限探测器有二象限和四象限探测器，又分光电二极管象限探测器和硅光电池象限探测器。象限探测器是指在同一块芯片上制成两个或四个探测器，中间有沟道将它们隔开，因而这两个或四个探测器有完全相同的性能参数。当被测体位置发生变化时，来自目标的辐射量使象限间产生差异，这种差异会引起象限间信号输出的变化，从而确定目标方位，同时可起制导、跟踪、搜索、定位等作用。

(6) 光敏三极管(光电三极管)

光电三极管由光电二极管和一个晶体三极管构成，相当于在晶体三极管的基极和集电极间并联一个光电二极管。同光电二极管一样，光电三极管外壳也有一个透明窗口，以接收光线照射。但与光电二极管相比，光电三极管具有较高的输出光电流，但线性度较差，主要是由电流

放大倍数 β 的非线性所致，在大照度时，光敏三极管不能用作线性转换元件，但可以用作开关元件。

日前用得较多的是 NPN 和 PNP 两种平面硅光电三极管。

① 工作原理

NPN 光电三极管原理结构如图 A-26 所示。使用时发射极接电源负极，集电极接电源正极。

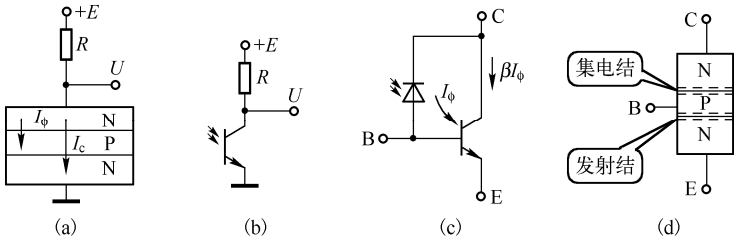


图 A-26 NPN 光电三极管原理和结构

光电三极管不受光时，相当于普通三极管基极开路的状态。集电结(基-集结)处于反向偏置，基极电流等于 0，因而集电极电流很小，为光电三极管的暗电流。

当光子入射到集电结时，就会被吸收而产生电子-空穴对，处于反向偏置的集电结内电场使电子漂移到集电极，空穴漂移到基极，形成光生电压，基极电位升高(见图 A-27)。

如同普通三极管的发射结(基-发结)加上了正向偏置，当基极没有引线时，集电极电流就等于发射极电流。这样晶体三极管起电流放大的作用。

由于光敏三极管基极电流是由光电流供给的，因此一般基极不需外接点，所以通常只有集电极和发射极两个引脚线。

② 伏安特性

硅光电三极管的光电流在毫安量级，硅光电二极管的光电流在微安量级。在零偏压时硅光电三极管没有光电流输出，但硅光电二极管有光电流输出(见图 A-28)。由于放大倍数与工作电压有关，工作电压较低时输出电流有非线性，硅光电三极管的非线性更严重。在一定的偏压下，硅光电三极管的伏安曲线在低照度时间隔较均匀，在高照度时曲线越来越密(见图 A-29)。

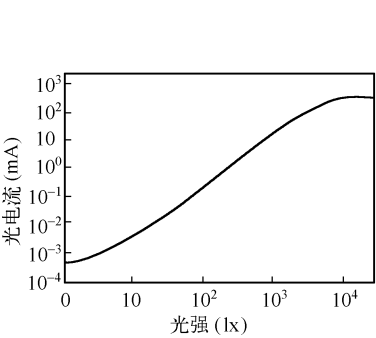


图 A-27 光电三极管的光照特性

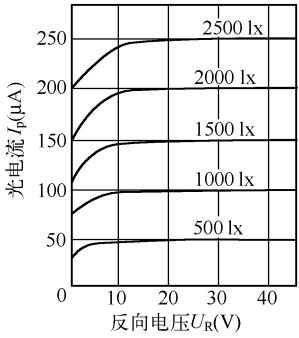


图 A-28 硅光电二极管伏安特性曲线

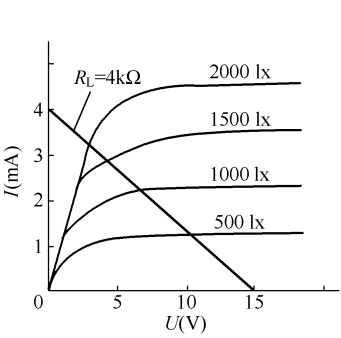


图 A-29 硅光电三极管伏安特性曲线

③ 温度特性

温度特性反映了光敏三极管的暗电流及光电流与温度的关系。温度变化对光电流和暗电流都有影响，对暗电流的影响更大。精密测量时，应采取温度补偿措施，否则会导致输出误差。光电三极管的光电流和暗电流受温度影响比光电二极管大得多，如图 A-30 所示。

④ 频率特性

光电三极管的频率特性受负载电阻的影响,减小负载电阻可以提高频率响应。一般来说,光电三极管的频率响应比光电二极管差。对于锗管,入射光的调制频率要求在 5000Hz 以下,硅管的频率响应要比锗管好。光电三极管的频率特性曲线如图 A-31 所示。

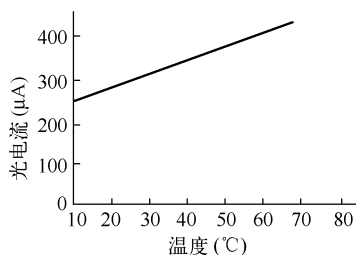


图 A-30 光电三极管的温度特性曲线

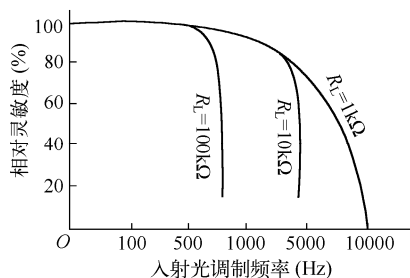
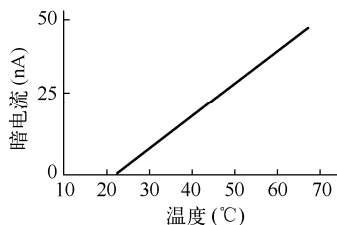


图 A-31 光电三极管频率特性曲线

(7) 光电耦合器件

光电耦合器指的是光发射和光接收相互组合的器件。光电耦合器在电路之间即能实现信息的传递,又能实现电路间的电气隔离和消除噪声。它通过将发光器件与光接收器件封装在一体,但无机械接触,发射部分将电信号转换成光信号,接收部分再将接收到的光信号重新转换成电信号,从而实现电气信号输入与输出的隔离,由于不存在电气连接,因此具有很强的电气绝缘性,信号通过光传输。

光电耦合器一般具有 $10^{10} \sim 10^{12} \Omega$ 的电隔离功能,信号单向传输(脉冲或直流),适用于模拟及数字两种信号,用于数字信号传输的叫数字光耦,用于模拟信号传输的叫线性光耦。无论是数字光耦还是线性光耦,都是将电信号转换成光信号,再将光信号变成电信号的过程,且整个变换在单个器件内完成。两者都具有很强的抗干扰能力,响应速度快(微/纳秒, $0 \sim 10\text{MHz}$),体积小,寿命长,使用方便等优点。

数字光耦和线性光耦的不同之处在于,数字光耦是将所要传输的电信号直接变成光,接收端也直接接收该光信号,使得接收端具有通断功能。而线性光耦工作时首先将输入模拟量进行数字化,形成数据流,数据流再转换成光信号,接收端先将接收到的光信号形式的数据流转换成电气形式的数据流,再使用 D/A 转换器将数据流转换成电气形式的模拟量,以实现隔离。以上功能集成在单只器件中。

① 数字光耦

如图 A-32 所示为两路数字光电耦合器,其中一路的原理图如图 A-33 所示,输入端是一个发光二极管,当二极管的两端阳极和阴极之间加上正电压(对于 GaAsP 材料,一般电压为 1.5V,并满足二极管内的电流为 $8 \sim 15\text{mA}$)时,二极管发出辐射光,接收端导通。如果二极管两输入端电压太小或是反向电压,则二极管不发光,接收端关闭。

通过将输出端 U_{O1} 接上拉电阻 R_L (一般为几百 Ω),可以实现对输入信号的转换,如图 A-33 所示。

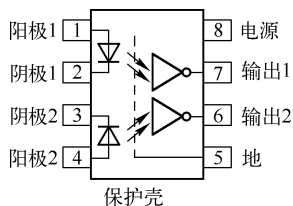


图 A-32 数字光电耦合器

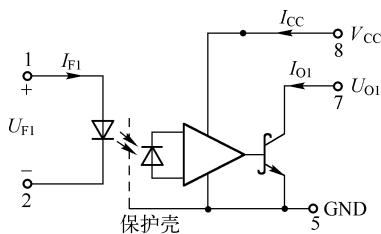


图 A-33 数字光电耦合器原理图

图 A-34 是数字光电耦合器一种典型的应用, 其中虚线框是数字光耦, 输出端供电电源 V_{CC2} 与 GND2 之间采用 $0.1\mu\text{F}$ 的电容去耦合, 上拉电阻 R_L 主要影响输出端信号的上升下降沿的宽度。一般来说, R_L 越小, 上升下降沿越短, 一般该电阻在 100Ω 至几千 Ω 之间比较合适。从端口 7 输出的信号会有变形, 通过将该信号输入到后级驱动器实现对信号的整形, 并提升信号的驱动能力。另外需要注意务必使 GND1 和 GND2 没有电气连接, 否则光耦失效。

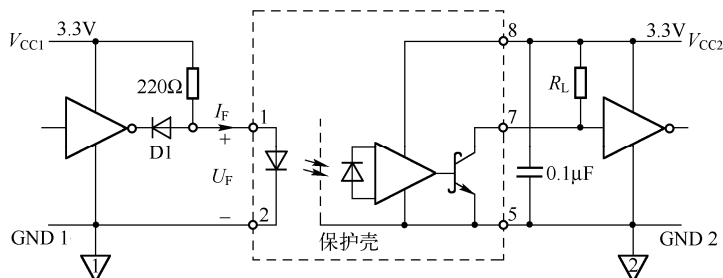


图 A-34 数字光电耦合器的应用

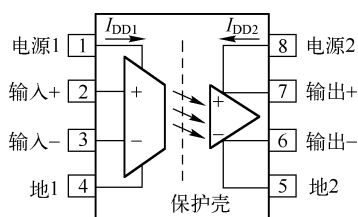


图 A-35 线性光电耦合器件

当前数字光耦能实现 10Mb/s 的信号传输速率, 主要应用于代替脉冲变压器耦合从零到几兆赫兹的信号、代替继电器、做光电开关、完成不同电位的两组电路的互连和电平匹配及转移、计算机主机与输入/输出端的接口、在稳压电源中作为简单可靠的过流保护器件。

② 模拟光电耦合器件(线性光耦)

图 A-35 是一种线性光电耦合器件, 与数字光耦不同之处在于线性光耦本身需要两组供电电源 V_{DD1} 和 V_{DD2} , 其中 V_{DD1} 主要给输入端的处理电路供电。在线性光耦的输入端(即光电转换之前的部分)具有两个主要的部分: Σ - Δ 调制器和编码器。 Σ - Δ 调制器将输入的模拟量变成数字流, 编码器将数字流按照一定方式进行编码, 编码后的信号还是数字信号, 该数字信号驱动光源使其发光, 实现输入模拟电信号的光信号转换。接收端除了具有探测器之外, 还有另外三个部分: 解码器、D/A 转换器和滤波器。解码器将接收端转换后的数字流进行解码, 得到有效数字量, 该数字量经 D/A 转换后又变成模拟量, 经过滤波器滤除信号转换过程中产生的噪声, 得到对应于输入模拟量的输出信号, 完成模拟量的隔离及转换。其工作原理如图 A-36 所示。

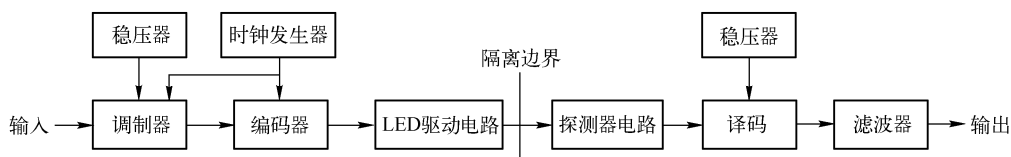


图 A-36 线性光耦的工作原理

该器件主要应用于需要对模拟量进行直接隔离的场合。图 A-37 是 AGILENT 公司的 HCPL-7800 线性光耦的典型应用电路。

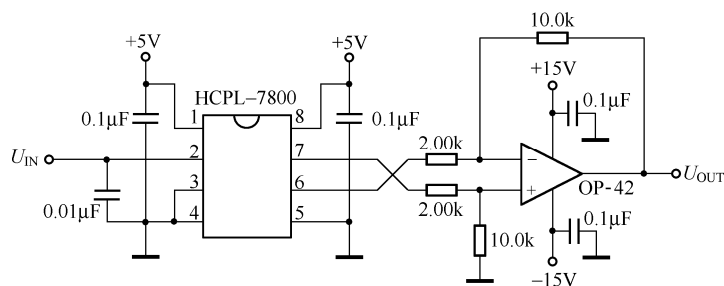


图 A-37 线性光耦的典型应用电路

③ 模拟光电 (Σ - Δ) 调制隔离器

线性光耦能实现对模拟量的直接隔离及转换,但转换后的信号仍是模拟量,因此在当前大多数应用下,还需要对其进行信号调理,并使用 A/D 转换器对其进行采样,以得到数字信号,便于使用强大的数字信号处理器对信号进行处理,这样无疑增加了系统的复杂程度及成本。

模拟光电调制隔离器能节省很多硬件资源,图 A-38 是 AGILENT 公司的一种模拟光电调制隔离器的内部结构,它的接收端和线性光耦类似,都有 Σ - Δ 调制器和编码器。不同之处在于接收端,在其接收端省去了 D/A 转换器和滤波器,只存在解码器,并增加了部分数字电路。数字电路的功能是将解码后的数字信号直接采用同步数字形式发出,发出管脚有两只,分别是数据和时钟,这样就省去后端繁琐的信号调理电路和转换电路,取而代之的是直接使用数字电路接收输入端的模拟量。实现隔离的同时,也不增加硬件成本。

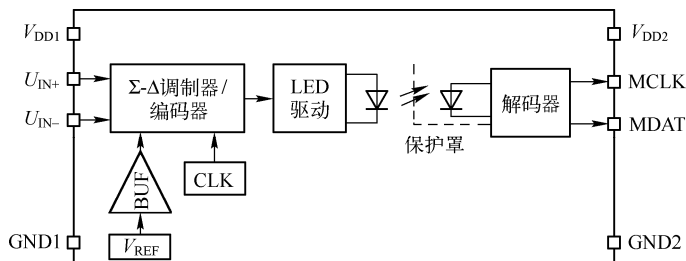


图 A-38 模拟光电调制隔离器的内部结构

该种形式的模拟光电调制隔离器主要用于需要隔离的工业控制领域,在干扰不大的环境下应用可以使用 CPU 直接接收隔离器输出的数字信号,对于恶劣的电磁环境应用必须使用如图 A-39 所示的转换芯片将同步数字信号转换成 3 端串行同步总线,以提高系统的抗干扰能力。

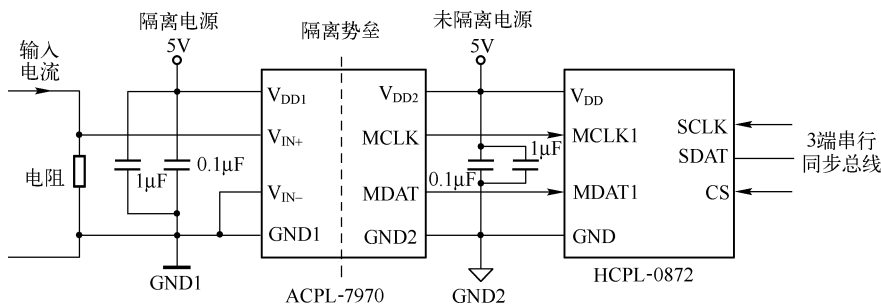


图 A-39 模拟光电 (Σ - Δ) 调制隔离器的典型应用

(8) 光电位置敏感器件 (PSD)

PSD 主要用于测量光斑的位置或位置的移动量。如图 A-40 所示的光电位置敏感器,光束入射到光敏层上,在入射位置产生与入射辐射成正比的信号电荷,该电荷形成的光电流 (I_1, I_2) 由信号电极 1 和 2 输出,而 3 为公共电极,3 上的电流为 I_0 ,则三个光电流满足关系式

$$I_0 = I_1 + I_2 \quad (\text{A-28})$$

光电流与位置有关,设位置信号为 x_A ,则

$$I_1 = I_0 \frac{L - x_A}{2L} \quad (\text{A-29})$$

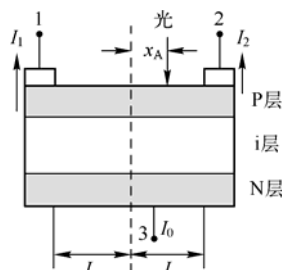


图 A-40 光电位置敏感器

联合以上二式即可得到位置信号

$$x_A = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} L \quad (\text{A-30})$$

(9) 电荷耦合器 (CCD)

电荷耦合器 (CCD, Charge Coupled Device) 是以电荷作为信号, 而不同于其他大多数器件以电流或者电压为信号。它的基本功能是电荷的存储和电荷的转移。

图 A-41 是 CCD 的原理图, CCD 主要由三部分组成: 信号输入、电荷转移、信号输出。

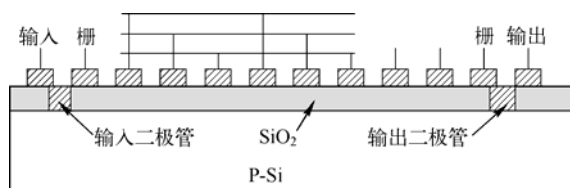


图 A-41 CCD 原理图

信号输入指的是将信号电荷引入到 CCD 的第一个转移栅极下的势阱中, 称为电荷注入。电荷注入的方法主要有光注入和电注入两类。电注入用于滤波、延迟线和存储器等。通过输入二极管给输入栅极施加电压。光注入用于摄像机。用光敏元件代替输入二极管。当光照射 CCD 硅片时, 在栅极附近的半导体体内产生电子-空穴对, 其多数载流子被栅极电压排开, 少数载流子则被收集在势阱中形成信号电荷。

在 CCD 栅极上施加按一定规律变化、大小超过阈值的电压, 则在半导体表面形成不同深浅的势阱。势阱用于存储信号电荷, 其深度同步于信号电压变化, 使阱内信号电荷沿半导体表面传输, 最后从输出二极管送出视频信号。

为了实现电荷的定向转移, 在 CCD 的 MOS 阵列上划分成以几个相邻 MOS 电荷为一个单元的循环结构。一位 CCD 中含的 MOS 个数即为 CCD 的像数。

以电子为信号电荷的 CCD 称为 N 型 CCD。而以空穴为信号电荷的 CCD 称为 P 型 CCD。由于电子的迁移率远大于空穴的迁移率, 因此 N 型 CCD 比 P 型 CCD 的工作频率高得多。

CCD 具有体积小, 功耗低, 可靠性高, 寿命长的特点。由于其空间分辨率高, 可以获得很高的定位精度和测量精度。CCD 的光电灵敏度高, 动态范围大, 红外敏感性强, 信噪比高, 能实现高速扫描, 基本上不保留残像。CCD 集成度高, 可用于非接触精密尺寸测量系统。具有数字扫描功能, 像元的位置可由数字代码确定, 便于与计算机接口。

按电荷存储的位置分, CCD 有两种基本类型: 一种叫表面沟道 CCD (简称 SCCD), 这种 CCD 中的电荷包存储在半导体与绝缘体之间的界面, 并沿界面传输。另一种是体沟道或埋沟道器件 (简称 BCCD), 这种 CCD 中的电荷包存储在离半导体表面一定深度的体内, 并在半导体体内沿一定方向传输。

CCD 也可分为线阵 CCD 和面阵 CCD 两种。线阵 CCD 的光敏元排列为一行的称为线阵, 像元数从 128 位、5000 位到 7000 位不等。由于生产厂家像元数的不同, 市场上有数十种型号的器件可供选用。面阵 CCD 的像元排列为一个平面, 它包含若干行和列的结合。

目前达到实用阶段的像元数由 25 万至数百万个不等, 按照片子的尺寸不同有 1/3 英寸、1/2 英寸、2/3 英寸及 1 英寸之分。

线阵 CCD 每次只扫描一行, 它体积小, 价格低。而面阵 CCD 能对整幅图像进行扫描, 成像非常直观, 但价格高, 体积大。

CCD 在几何量及光谱的测量及检测方面应用比较广泛。

A.2 模拟电信号调理技术

如图 A-42 所示, 光信号经探测器转换后变成电信号, 此时属于模拟信号, 是电流形式还是电压形式取决于探测器的类型。模拟形式的电信号需要进行调理, 以达到 CPU 能够识别的电气标准。调理的方法有很多种, 但为了获得有用的信号, 往往需要对模拟信号进行滤波。为了获得较好的滤波效果, 滤波器往往放置于放大电路后端。

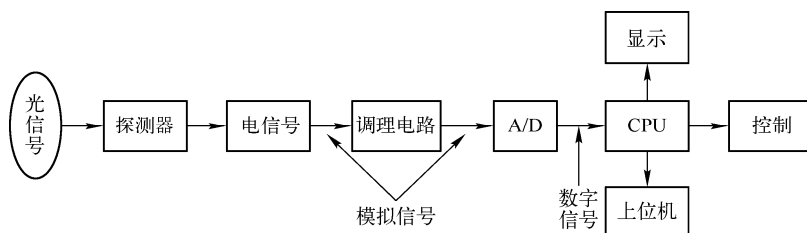


图 A-42 光信号的信息探测及处理模块

图 A-43 示出了各种电信号的调理方法:

- 大信号模拟电压→A/D 转换→CPU
- 大信号模拟电压→V/F 转换→CPU
- 小信号模拟电压→放大→A/D 转换器→CPU
- 小信号模拟电压→放大→V/F 转换→CPU
- 频率信号→整形→CPU
- TTL 电平的频率信号→CPU
- 非 TTL 电平的开关信号→防抖→电平变换→整形→CPU
- 大信号电流(0~10mA, 4mA~20mA)→I/V→A/D 转换→CPU
- 大信号电流(0~10mA, 4mA~20mA)→I/V→V/F 转换→CPU
- 小信号电流(mA、 μ A)→I/V→放大→A/D 转换→CPU
- 小信号电流(mA、 μ A)→I/V→放大→V/F 转换→CPU

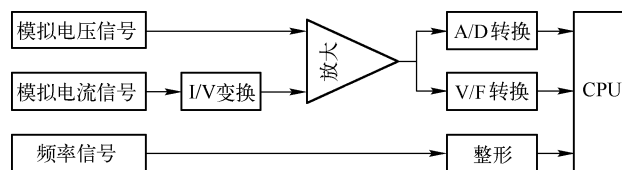


图 A-43 各种信号的调理方法

一般来说, 信号转换与处理系统要靠近拾取对象采集信息, 传感器、转换器的性能和工作环境因素严重影响通道的方案设计, 一般是模拟、数字等混杂电路, 经常需要对信号进行放大, 需要考虑系统的抗干扰能力。

1. 光电信号检测电路的噪声

电路检测系统中噪声的存在干扰了有用信号, 影响了信号的传输极限。研究噪声的目的是探讨系统探测信号的极限能力, 以及在设计系统的过程中, 如何抑制噪声以提高系统本身的探测能力。

一个系统的噪声可分为来自系统外部的干扰噪声和内部噪声。

来自系统外部的干扰噪声,从产生原因上讲可分为人为造成的干扰和自然造成的干扰两类。人为造成的干扰噪声通常来自电气电子设备,如无线电发射、电火花,以及气体放电等,它们都会辐射出不同频率的电磁干扰。自然形成的干扰噪声主要来自大气和宇宙间的干扰,如雷电、太阳、星球的辐射等。可以采用适当的屏蔽、滤波等方法减小或消除这些干扰所引起的噪声。

系统内部的噪声也可分为人为噪声和固有噪声两类。内部人为产生的噪声主要是指 50Hz 干扰和寄生反馈造成的自激干扰等。这些干扰可以通过合理设计将其降到允许的范围。内部固有噪声是由系统各元器件中带电微粒不规则运动所造成的,它们主要是热噪声、散弹噪声、产生-复合噪声、 $1/f$ 噪声和温度噪声等,这些噪声对实际元器件是固有的,不可能消除。

固有噪声是随机起伏的过程。而随机噪声峰值幅度的概率分布符合高斯分布的统计规律。在此指出,表示噪声起伏的时候,一般使用噪声功率,而非噪声幅度,例如考虑信噪比时,是指信号功率与噪声功率之比。

2. 信号滤波技术

滤波器是一种选频装置,它只允许一定频带范围的信号通过,同时最大程度地衰减其他频率成分。滤波器的这种筛选功能在测试技术中可以起到消除噪声、干扰信号等作用,在自动检测、自动控制、信号处理等领域得到广泛的应用。

(1) 滤波器的分类

一般来说,从滤波器的选频特性上,可分为低通滤波器、高通滤波器、带通滤波器和带阻滤波器,通频带分别为 $0 \sim f_2$ 、 $f_1 \sim \infty$ 、 $f_1 \sim f_2$ 、 $0 \sim f_1$ 且 $f_2 \sim \infty$ (阻带: $f_1 \sim f_2$), 如图 A-44 所示。

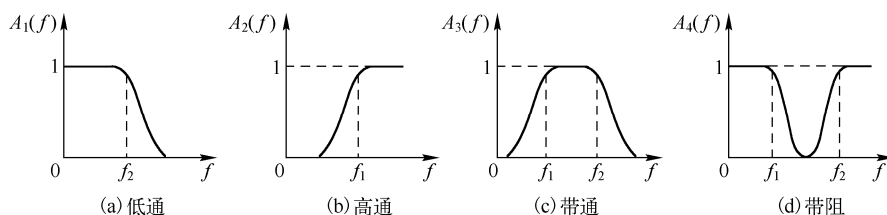


图 A-44 滤波器分类

(2) 理想滤波器

① 理想滤波器模型及脉冲响应

无过渡带且在通频带内满足不失真测试条件的滤波器称为理想滤波器。理想滤波器的频率响应函数为

$$H(f) = \begin{cases} A_0 e^{-j2\pi f t_0} & (|f| < f_c) \\ 0 & (\text{其他}) \end{cases} \quad (\text{A-31})$$

式中, f_c 为滤波器的截止频率。理想滤波器的脉冲响应函数为 sinc 函数, 若有相角滞后 t_0 , 则脉冲响应函数

$$h(t) = 2A_0 f_c \frac{\sin 2\pi f_c (t - t_0)}{2\pi f_c (t - t_0)} = 2A_0 f_c \text{sinc} 2\pi f_c (t - t_0) \quad (\text{A-32})$$

理想低通滤波器的频率响应特性如图 A-45 (a) 和 (b) 所示。理想低通滤波器的脉冲响应波形在无相位滞后时, 如图 (c) 所示; 在有相位滞后时, 如图 (d) 所示。

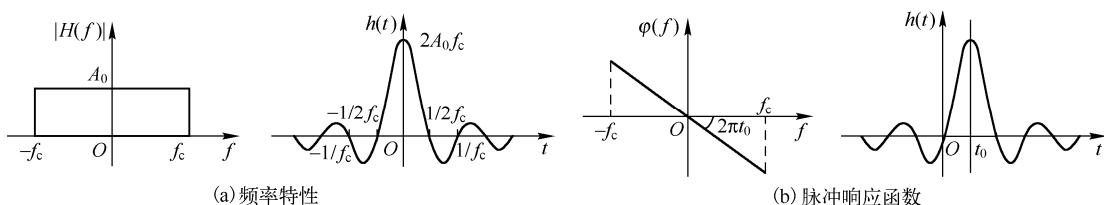


图 A-45 理想低通滤波器

② 理想滤波器的阶跃响应

对于单位阶跃输入

$$u(t) = \begin{cases} 1 & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (\text{A-33})$$

滤波器的阶跃响应为

$$y(t) = h(t) \cdot u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) u(t - \tau) d\tau \quad (\text{A-34})$$

阶跃响应波形如图 A-46 所示。

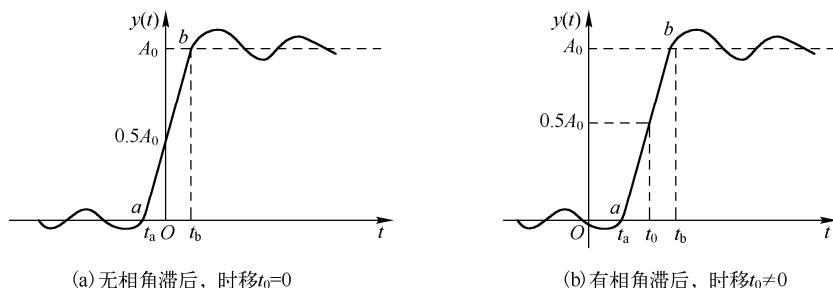


图 A-46 理想滤波器单位阶跃响应

若不考虑前、后皱波，输出从 0 (a 点) 到稳定值 A_0 (b 点) 之间的所需建立时间为

$$t_b - t_a = 0.61 / f_c \quad (\text{A-35})$$

如图 A-46 所示，该时间称为滤波器的响应时间，如果按稳态响应值的 10%~90% 作为计算建立时间的标准，则响应时间为

$$t'_b - t'_a = 0.45 / f_c \quad (\text{A-36})$$

滤波器通频带越宽 (截止频率 f_c 越高)，则滤波器的建立时间越短，响应速度越快。其物理意义是，输入信号突变处 (间断点) 含有非常多的高频分量。低通滤波器大量衰减了信号的高频分量，结果将输出波形上升沿拉宽，使输出波形变得平滑。通带越宽，衰减的高频分量越少，使信号能量更多更快地通过，从而使得信号建立时间短，反之建立时间长。

③ 高分辨率与响应速度的关系

低通滤波器对阶跃响应的建立时间 t_c 与带宽 B 成反比，即 $B \cdot t_c$ 为常数。该结论对高通、带通及带阻滤波器均成立。

滤波器带宽表示其频率的分辨率，通带越窄，分辨率越高，显然，高分辨率与响应速度是互相矛盾的。如果要用滤波的方法从信号中提取某一很窄的频率成分 (如做谱分析)，则必须有足够的时间。

(3) 实际滤波器

① 实际滤波器的基本参数

图 A-47 中，虚线为理想带通滤波器，实线为实际带通滤波器的幅频特性曲线，从图中可以看到实际的带通滤波器具有上升沿和下降沿，而且在频带宽度内，其幅频曲线并不恒定，幅度随频率变化而变化，经常用带宽 B 和品质因数 Q 表示带通滤波器

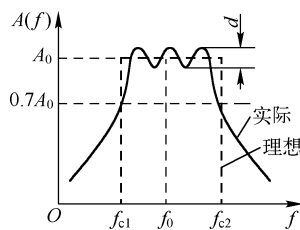


图 A-47 实际带通滤波器幅频特性曲线

的频率特性。

滤波器带宽：上、下两截止频率之间的频率范围称为滤波器带宽或-3dB 带宽。带宽 B 决定频率分辨率。

滤波器品质因数：将中心频率 f_0 ($f_0 = \sqrt{f_{c1}f_{c2}}$ ，几何平均)与带宽 B 之比称为滤波器的品质因数 Q 。 f_0 确定，品质因数 Q 越大，滤波器分辨率越高。

倍频程选择性 W ：指在上截止频率 f_{c2} 与 $2f_{c2}$ 之间，或者在下截止频率 f_{c1} 与 $f_{c1}/2$ 之间，幅频特性的衰减量，即频率变化一个倍频程时幅度的衰减量。

$$W = -20 \lg \frac{A(2f_{c2})}{A(f_{c2})} \quad \text{或} \quad W = -20 \lg \frac{A(f_{c1}/2)}{A(f_{c1})} \quad (\text{A-37})$$

倍频程选择性用 dB/oct 表示；有时也采用 10 倍频程选择性，用 dB/dec 表示。倍频程选择性表明滤波器过渡带内幅频曲线的倾斜程度，它决定了滤波器对带宽外频率成分衰减的能力。显然 W 越大，滤波器选择性越好。

滤波器因数(矩形系数) χ ：滤波器选择性的另一种表示法。用滤波器幅频特性的-60dB 带宽与-3dB 带宽的比值表示。

$$\chi = B_{-60\text{dB}} / B_{-3\text{dB}} \quad (\text{A-38})$$

理想滤波器 $\chi=1$ ，通常 $\chi=1\sim 5$ 。有些滤波器因器件影响(如电容漏阻)，阻带衰减达不到-60dB，可用-40dB 或-30dB 带宽与-3dB 带宽的比值表示。

② RC 调谐式滤波器的基本参数

a. 一阶 RC 低通滤波器

图 A-48 是一阶 RC 低通滤波器，由电阻 R 和电容 C 组成，它的频率响应函数为

$$H(s) = \frac{1}{sRC + 1} = \frac{1}{\tau s + 1}, \quad f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{A-39})$$

低频段近于不失真地传输。高频段近于积分器，高频衰减率-20dB/dec (-6dB/oct)。频率响应曲线如图 A-49 所示。

b. 一阶 RC 高通滤波器

图 A-50 是一阶 RC 高通滤波器，也由电阻 R 和电容 C 组成，但与低通不同之处在于 R 和 C 的位置不同，它的频率响应函数为

$$H(s) = \frac{sRC}{sRC + 1} = \frac{\tau s}{\tau s + 1}, \quad f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{A-40})$$

一阶 RC 高通滤波器频率响应曲线如图 A-51 所示。

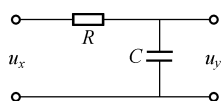


图 A-48 RC 低通滤波器

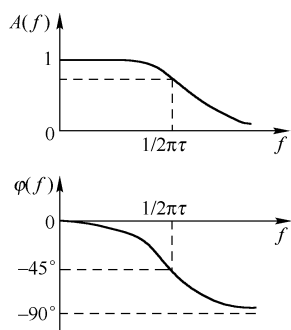


图 A-49 低通滤波器的频率响应曲线

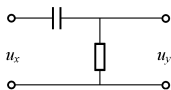


图 A-50 RC 高通滤波器

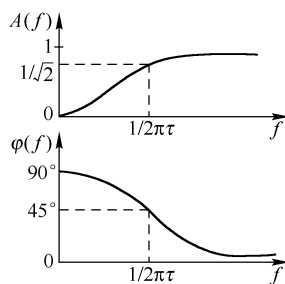


图 A-51 高通滤波器的频率响应特性

c. RC 带通滤波器

带通滤波器可由低通和高通滤波器串联组成,如图 A-52 所示。为了消除串联时负载效应的影响,通常用输出跟随器或运算放大器实现隔离。因此,实际带通滤波器通常是有源的。

不考虑负载效应时,带通滤波器传递函数为

$$H(s) = \frac{\tau_1 s}{\tau_1 s + 1} \cdot \frac{1}{\tau_2 s + 1}, \quad f_{c1} = \frac{1}{2\pi\tau_1}, \quad f_{c2} = \frac{1}{2\pi\tau_2} \quad (\text{A-41})$$

根据式(A-41)可以得到带通滤波器的频率响应曲线如图 A-53 所示。

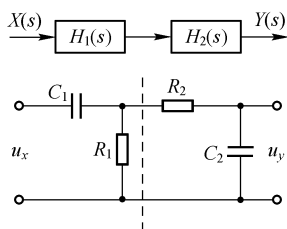


图 A-52 RC 带通滤波器

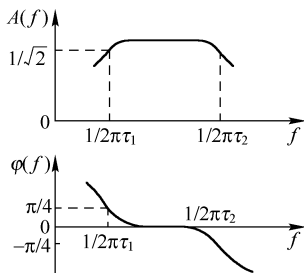


图 A-53 带通滤波器的响应特性

③ 恒带宽比与恒带宽滤波器

对信号做频谱分析或截取信号中某些频率成分时,可通过多个中心频率不同的带通滤波器实现,各个滤波器的输出反映了信号在该通频带内的量值。

带通滤波器实现谱分析可有两种方式:一是由一个中心频率可调的带通滤波器独立构成;二是使用各自中心频率固定,但又按一定规律相隔的滤波器组。显然后者可以实现“实时”谱分析。

对滤波器组,各滤波器的通带应相互邻接,覆盖整个感兴趣的频带。即前一滤波器的 3dB 上截止频率为后一相邻滤波器的 3dB 下截止频率。滤波器组具有相同的增益(对各中心频率而言)。

3. 电信号的放大技术

实际的光电测试中,探测器输出的有电流信号,也有电压信号,这些电信号往往比较微弱,因此在实际检测电路中需要对该信号进行放大。放大是通过运算放大器(运放)实现的,当前的集成运算放大器性能比较优越,形式也多种多样。

对于电压信号,可以直接使用运放对其放大,而对于电流信号,一般需要对其进行流压转换后再对电压信号进行放大。对于电信号的放大又有直流放大和交流放大之分。

(1) 直流电压放大电路

直流电压放大电路是对输入的直流信号进行放大的电路,分为反相放大器 and 同相放大器两种类型。

① 反相放大器

如图 A-54 所示,反相放大器的电压增益为

$$A_V = -R_f / R_1 \quad (\text{A-42})$$

反相放大器的反馈电阻 R_f 的值不能太大,否则会产生较大的噪声及漂移,一般为几十千欧至几百千欧。 R_1 的取值应远大于信号源 U_i 的内阻。

② 同相放大器

同相放大器也是最基本的电路,如图 A-55 所示,其闭环电压增为

$$A_v = 1 + R_f / R_1 \quad (\text{A-43})$$

同相放大器具有输入阻抗非常高, 输出阻抗很低的特点, 广泛用于前置放大级。

(2) 交流电压放大电路

若只需要放大交流信号, 可采用如图 A-56 所示的集成运放交流电压同相放大器。其中电容 C_1 、 C_2 及 C_3 为隔直电容。闭环电压增益为

$$A_v = 1 + R_f / R_1 \quad (\text{A-44})$$

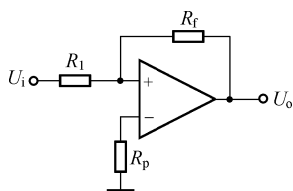


图 A-54 反相放大器

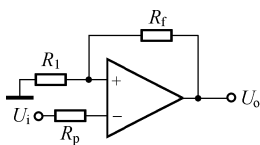


图 A-55 同相放大器

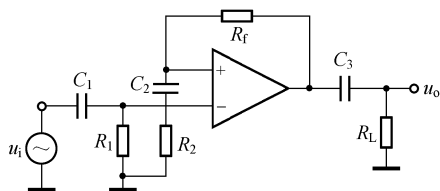


图 A-56 交流电压同相放大器

R_1 一般取几十千欧。耦合电容 C_1 、 C_3 可根据交流放大器的下限频率 f_L 来确定。

$$C_1 = C_3 = (3 \sim 10) / (2\pi R_L f_L) \quad (\text{A-45})$$

(3) 电流-电压转换

一般来说, 电流检测的方法是将电流转换成电压, 再利用直流或交流放大器对转换后的电压进行放大调理, 从而实现电流的放大。由于通常光电探测器产生的光电流非常微小(例如 PIN 探测器只有微安级), 因此与光电探测器相连的后级运放的输入阻抗应当较大, 这样才能使流入运放的电流基本被忽略, 光生电流可以直接流向反馈电阻, 在反馈电阻两端产生光生电压信号, 由运放的输出端输出。符合这样要求的运放输入端具有 FET(Field Effect Transistor, 场效应管)结构, 以保证提供足够高的输入电阻。这样的光电探测放大电路称为 FET 跨阻放大电路, 如图 A-57(a)所示。

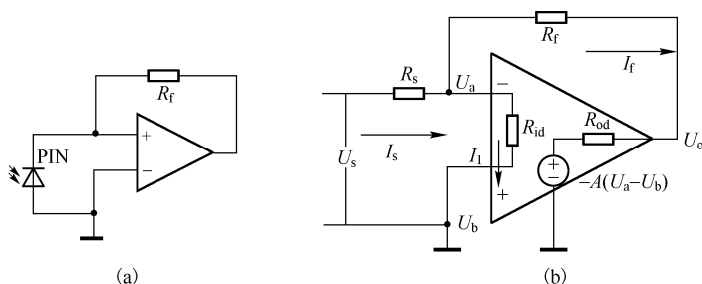


图 A-57 PIN 跨阻放大电路

图 A-57(a)为电压并联负反馈形式。图 A-57(b)为不计 PIN 管内阻, 但运放输入电阻 R_{id} 和增益 A_v 为有限值并包含连接电阻 R_s 时的等效负载阻抗电路。一般运放的输出电阻 R_{od} 极小, 可以忽略, 故可以计算如下

$$U_o = -A_v (U_a - U_b) \quad (\text{A-46})$$

$$\frac{U_s - U_a}{R_s} = \frac{U_a - U_b}{R_{id}} + \frac{U_a - U_o}{R_f} \quad (\text{A-47})$$

因此, 由输入阻抗计算公式 $R_i = U_s / I_s$ 可知, 该放大电路等效负载阻抗

$$R_i = R_s + \frac{I_1 R_{id}}{I_s} = R_s + \frac{R_{id}}{1 + I_f / I_1} \quad (\text{A-48})$$

由于

$$I_f / I = \frac{U_a - [-A(U_a - U_b)]}{R_f} \cdot \frac{R_{id}}{U_a - U_b} \approx \frac{AR_{id}}{R_f} \quad (\text{A-49})$$

因此有

$$R_i = R_s + \frac{R_{id}}{1 + AR_{id}/R_f} \approx R_s + \frac{R_f}{A} \quad (\text{A-50})$$

由式(A-50)可知, 运放的增益越大, 电路的等效负载阻抗 $R_L (=R_f/A)$ 越小, 说明此类电路可以保证光生电流源接近理想电流源。而且由于运放本身具有较大的输入阻抗, 因此可认为运放不取用电流, 光生电流全部通过反馈电阻 R_f 形成输出电压 U_o 。同时, 这个非常小的 R_L 与结电容 C_d 的乘积也非常小, 因此电路的时间常量也非常小, 可以响应的频率也非常高。

由图 A-57 可见, 电流转换为电压的增益完全由反馈电阻 R_f 决定。 R_f 的取值对电路的影响较大, 需要仔细分析评估。当 R_f 增大时, 放大电路的输出电压也增大, 因此在信号放大倍数可以提高的实际应用中, R_f 可以取较大值。但较大的 R_f 会带来较大的电阻热噪声, 对低噪声电路的后级非常不利。采用三个小电阻组成 T 形电阻网络的方法能够在不增加反馈电阻 R_f 的情况下提高有效的反馈电阻, 但这样依然会把运放漂移、前级噪声等同时放大而不能达到低噪声的要求。因此, 在选用反馈电阻时, 要综合考虑各种因素, R_f 应取值恰当, 不宜过大。

在兼顾放大增益的同时, 采用在反馈电阻两端并联一个电容的方法, 可以减小电路的噪声带宽, 保证 R_f 对电路噪声的影响最小。电容的加入使得增益在整个频带内不再和 R_f 成线性关系, 电路的幅频特性将会发生改变, 相当于一个低通滤波放大电路。所以也需要同时考虑 PIN 管探测信号的频谱, 以免将有用信号过度衰减或者滤掉。

因此, PIN-FET 跨阻抗放大电路主要用于模拟信号的接收和放大, 是硬件和软件解调共同需要的前置信号接收放大部分, 包含光电转换和向后级提供足够强度和不失真的信号, 是沟通前后级信号处理的桥梁, 恰当的设计极为关键。

综合以上分析, 光电二极管前置 PIN-FET 探测放大电路如图 A-58 所示。图中 D_1 为所选用的 PIN 光电二极管, 运放 A_1 同向端的电阻 R_2 和电容 C_2 用于直流平衡和交流补偿。 D_1 连接于运放 A_1 的反向输入端, 可认为虚地, 此时 PIN 光电管为零偏配置。由计算分析可得, 光生电流完全通过电压反馈并联电阻 R_1 和 C_1 流向输出端, 形成输出电压信号 U_o 。而后级 A_2 运放电路为高输入阻抗、低输出阻抗的电压跟随器设计, 目的是为了更好隔离前后级信号, 驱动更多的后级负载。

(4) 仪器运算放大器

仪器用运放是一种高性能的放大器, 其对称性结构可同时满足对放大器的抗共模干扰能力、输入阻抗、闭环增益的时间和温度稳定性等不同的性能要求。

仪器用运放电路如图 A-59 所示, 它由三个通用运算放大器构成, 第一级为两个对称的同相放大器, 第二级是一个差动放大器。仪器用放大器上下对称, 即图中 $R_1=R_2$, $R_4=R_6$, $R_5=R_7$ 。可以推出仪器用放大器闭环增益为

$$A_f = -(1 + 2R_1/R_G)R_5/R_4 \quad (\text{A-51})$$

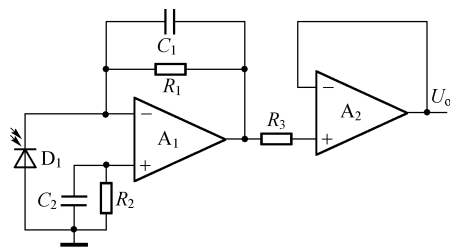


图 A-58 光电检测前置放大与缓冲电路

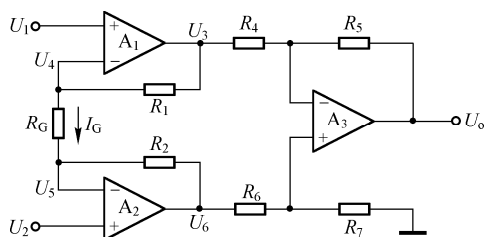


图 A-59 仪器用运算放大器电路

温漂：是指仪器用放大器输出电压随温度而变化的程度。通常其输出电压会随温度的变化而发生 $(1\sim 50)\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ 变化，这与仪器用放大器的增益有关。

建立时间：是指从阶跃信号驱动瞬间至仪器用放大器输出电压达到并保持在给定误差范围内所需的时间。

恢复时间：是指放大器撤除驱动信号瞬间至放大器由饱和状态恢复到最终值所需的时间。显然，放大器的建立时间和恢复时间直接影响数据采集系统的采样速率。

4. 模数转换技术

模数(A/D)转换主要用来实现模拟量向数字量的转换，以便利用当前比较强大的数字信号处理器实现对信号的高速复杂处理。

(1) 主要技术指标

衡量模数转换器的主要技术指标有：

① 分辨率(Resolution)。分辨率是指转换器所能分辨的被测量的最小值。通常用输出二进制代码的位数来表示。例如，8位A/D转换器的分辨率称为8位，它把模拟电压的变化范围分成 2^8-1 级(255级)。对于10位的转换器，它被分成1023级。10位所能测量的最小值比8位所能测量的最小值要小得多。位数越多，分辨率越高。8位时占满刻度的0.4%；10位时占满刻度的0.1%；16位时占满刻度的0.0015%。

② 精度(precision)。精度是指转换的结果相对于实际的偏差。精度有两种表示方法：绝对精度法用最低位(LSB)的倍数来表示，如 $\pm(1/2)\text{LSB}$ 或 $\pm 1\text{LSB}$ 等；相对精度法用绝对精度除以满量程值的百分数来表示，例如 $\pm 0.05\%$ 等。

分辨率与精度是两个不同的概念。0804和AD570的分辨率均为8位，但前者是1LSB，后者是2LSB。分辨率高但精度不一定高，精度高则分辨率必然高。

③ 量程(Full Scale Range)。量程是指允许输入模拟电压的变化范围。例如，某转换器具有 $0\sim 10\text{V}$ 的单极性输入模拟电压，或 $-5\text{V}\sim +5\text{V}$ 的双极性电压，它们的量程都为10V。

应当指出，实际上A/D、D/A转换器的最大输出值总是比满刻度值小 $1/2^n$ ， n 为转换器的位数，这是因为模拟量的0值是 2^n 个转换状态中的1个，在0值以上，则有 2^n-1 个梯级。

按通常习惯，转换器的模拟量范围总是用满刻度表示。例如，12位的A/D转换器，其满刻度值为10V，而实际的最大输出值为： $10 - 10 \times \frac{1}{2^{12}} = 10 \times \frac{4095}{4096} = 9.9976(\text{V})$ 。

④ 量化误差。量化误差是指A/D转换器的有限分辨率所引起的误差。在不计其他误差的情况下，一个分辨率有限的A/D转换器的阶梯转移特性曲线与具有无限分辨率的A/D转换器转移特性曲线之间的最大偏差，一般为 $\pm 1/2\text{LSB}$ 。提高分辨率可以减小量化误差。量化误差和分辨率是统一的。

⑤ 转换时间(Conversion Time)。从启动转换开始直至转换出稳定的二进制代码所需的时间称为转换时间。转换时间与转换器工作原理及其位数有关。同种工作原理的转换器，通常位数越多，其转换时间越长。

⑥ 线性度误差(Linearity Error)。理想的转换器特性应该是线性的，即模拟量输入与数字量输出成线性关系。线性度误差是指转换器实际的模拟数字转换关系与理想直线不同而出现的误差，通常用多少LSB表示。

(2) A/D转换器的选用

① A/D位数的选择

A/D转换器用来实现对模拟信号的数字化转换，所测量的模拟信号必须小于A/D转换器的

量程, 然后根据所需测量模拟信号最小值确定所选 A/D 转换器的位数。A/D 转换器的位数不仅决定于所转换的模拟电压的动态范围, 同时也在很大程度上影响到转换精度。

设 A/D 转换器的位数为 n , 所要转换的模拟量的最小值为 $U_{i\min}$, 模拟量的最大值为 $U_{i\max}$, A/D 转换器的满量程为 E , 则所选的 A/D 的位数 n 满足以下两式

$$U_{i\min} > E/2^n, \quad U_{i\max} < E \quad (\text{A-52})$$

即所选的 A/D 转换器的位数满足小信号不被量化噪声淹没, 大信号不使 A/D 溢出的原则。

而 $L_1 = 20 \lg U_{i\max}/U_{i\min}$ 表示 A/D 转换器上下限的分贝数, 称为 A/D 的动态范围。

如果 A/D 转换器的量程已经确定, 而模拟信号的范围又不在 A/D 转换器的采样范围内, 则可以通过信号调理电路将所要测量的模拟信号转换到 A/D 转换器能够测量的量程范围, 再根据精度确定 A/D 的位数。

一般来说, 选择 A/D 转换器满足如下规则: 分辨率指标优于系统精度的 10 倍。即 0.1% 的数据采集系统, 所用 A/D 的线性误差应小于 0.01%。

已知 A/D 的量化误差为 $\pm 1\text{LSB}$, ξ 为系统设计精度, n 为 A/D 的位数, 则 n 和 ξ 满足下式

$$10/2^{n+1} \leq \xi \quad (\text{A-53})$$

② 根据转换时间选择

A/D 从启动到转换结束后输出稳定的数字量, 需要一定的时间。不同的 A/D 转换器, 转换时间不同。低速 A/D 转换器适合温度、压力、流量等缓变参量的检测, 中速 A/D 转换器适合工业多通道单片机检测系统和声频数字转换系统, 高速 A/D 转换器采用双极性和 CMOS 工艺, 适用于雷达、实时光谱分析、数字通信、视频转换系统。

③ 选择 A/D 的输出状态

对于实时性要求较高的情况, 选择并行输出; 而对于信号采集的实时性要求不高且采集的距离较远的情况, 可以选择串行输出, 串行输出有 UART 接口、I²C 接口、SPI 接口、MCBSP 接口或 LVDS 接口等输出方式, 输出编码形式有二进制编码和 BCD 编码。一般来说, A/D 转换器需要外部时钟信号输入, 也可以选择内部时钟。

(3) 采样保持电路(Sample Holder)

在 A/D 转换器采样期间, 保持被转换的输入信号不变的电路称为采样保持电路。A/D 转换器完成一次转换所需要的时间称为转换时间。不同 A/D 转换芯片, 其转换时间各异。对于连续变化较快的模拟信号, 如果不采取采样保持措施, 将会引起转换误差。而对于速度变化较慢的模拟信号, 在 A/D 转换系统中, 完全可以不必采用采样保持电路, 不会影响 A/D 转换的精度。

采样保持电路在逻辑电平的控制下具有“采样”或“保持”两种工作状态, 采样保持过程如图 A-60 所示。在采样状态下, 电路的输出跟踪输入模拟信号, 在保持状态下, 电路的输出保持着前一次采样结束时刻的瞬时输入模拟信号, 直到进入下一次采样状态为止。从图 A-60 中可以看出, 经过对 U_i 的采样, U_o 的小平台电压值保持到下一一次的采样开始, 该稳定的“小平台”电压供 A/D 转换器进行 A/D 转换。

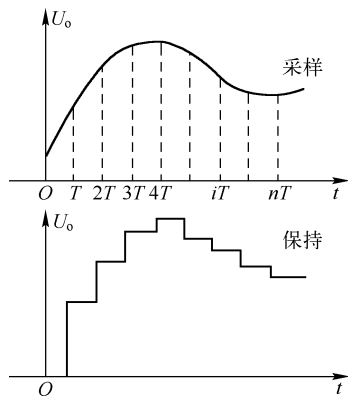


图 A-60 采样/保持示意图

采样-保持(S/H)电路的基本原理分别如图 A-61 所示,在采样状态下,模拟开关 S 闭合,跟随器 N 输出的电压与输入电压 U_i 相同,电容 C_u 充电,两端的电压为 U_i ;采样结束时刻,模拟开关 S 断开,电路进入保持状态,电容 C_u 两端的电压为 U_i 保持不变,跟随器 N 输出的电压 U_o 保持不变,直到下一个采样时刻到来。

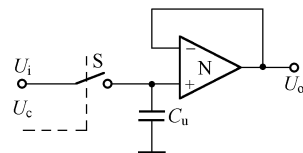


图 A-61 采样/保持原理电路

根据采样/保持器的不同性能,可将集成型采样/保持器分为如下几类:

通用采样/保持器芯片:如 AD582、AD583、LF198、LF298 及 LF398 等;

高速采样/保持器芯片:如 HTS-0025、THS-0060、THC-1500 及 ADSHM-5 等;

高分辨率采样/保持器芯片:如 SHA1144、AD389 及 SHA6 等;

超高速采样/保持器芯片:如 THS-0010(压摆率 $300\text{V}/\mu\text{s}$)及 HTC-0300(压摆率 $250\text{V}/\mu\text{s}$)等。

(4) Σ - Δ 型 ADC

如图 A-62 所示, Σ - Δ 型 ADC 工作时,以很低的采样分辨率(1 位)和很高的采样速率将模拟信号数字化,通过使用过采样、噪声整形和数字滤波等方法增加有效分辨率,再对 ADC 输出进行采样抽取处理以降低有效采样速率,实现 A/D 转换。

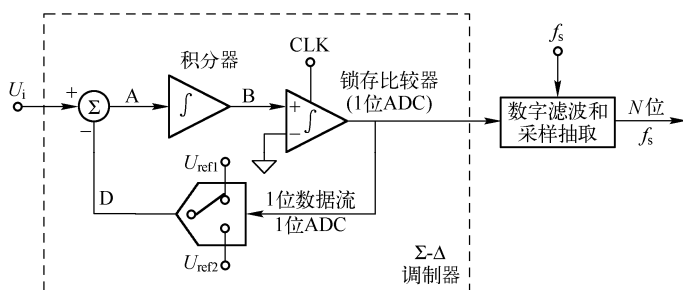


图 A-62 一阶 Σ - Δ 型 ADC 原理框图

由于使用了上述技术使得 Σ - Δ 型 ADC 较容易与数字信号处理系统进行单片集成,具有无需采样保持电路,对输入抗混叠滤波器要求很低等优点。

① 过采样

对理想 ADC 加一直流输入电压,多次采样得到的数字输出值总是相同的,且分辨率受量化误差的限制。在该直流输入信号上叠加一个交流信号,并用比该交流信号频率高得多的采样频率进行采样,得到的数字输出值是变化的,用这些采样结果的平均值表示 ADC 的转换结果,便能得到比同样的 ADC 高得多的采样分辨率,这种方法称做过采样(oversampling)。若模拟输入电压本身就是交流信号,则不必另叠加一个交流信号。采用过采样方法(采样频率远高于输入信号频率)也同样可以提高 ADC 的分辨率。

② Σ - Δ 型 ADC 的调制器、量化噪声整形

图 A-62 的虚线框内是 Σ - Δ 调制器,它以采样速率将输入信号转换为由 1 和 0 构成的连续串行位流。1 位 DAC 由串行输出数据流驱动,1 位 DAC 的输出以负反馈形式与输入信号求和。根据反馈控制理论可知,如果反馈环路的增益足够大,DAC 输出的平均值(串行位流)接近输入信号的平均值。

由于积分器可以在频域内用一个幅度响应与 $1/f$ 成正比的滤波器表示(f 是积分器输入信号频率),且带时钟的锁存比较器具有类似斩波器的作用,它将输入信号转换为高频交流信号,在输入信号平均值附近变化,因而低频下的量化噪声大大减小。这种情况下产生的噪声频谱严

格依赖于采样速率、积分时间常数及电压反馈误差。

实际上, 模拟滤波器对输入信号具有低通滤波作用, 可看作一种噪声整形滤波器。正如一般的模拟滤波器, 滤波器的阶数越高其滤波性能越好。

③ 数字滤波和采样抽取

如图 A-63 所示, 被采样的模拟信号送入 Σ - Δ 调制器, Σ - Δ 调制器以采样速率输出 1 位数据流, 频率可高达 MHz 量级。数字滤波和抽取的目的是从该数据流中提取出有用的信息, 并将数据速率降低到可用的水平。 Σ - Δ 型 ADC 中的数字滤波器对 1 位数据流求平均, 滤除目标带宽以外的量化噪声, 并改善 ADC 的分辨率。数字滤波器决定了信号带宽、建立时间和阻带抑制。

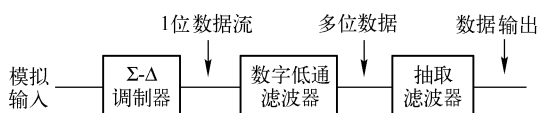


图 A-63 模拟信号的 Σ - Δ 转换原理

Σ - Δ 转换器中广泛采用的滤波器拓扑是 Sinc^3 , 具有低通特性。如图 A-64 所示, 这种滤波器的主要优点是具有陷波特性, 可以将陷波点设在和电力线相同的频率, 抑制其干扰。陷波点与输出数据速率(转换时间的倒数)直接相关。 Sinc^3 滤波器的建立时间 3 倍于转换时间。当陷波点设在 60Hz 时(60Hz 数据速率), 建立时间为 $3/60\text{Hz}$, 即 50ms。有些应用要求有更快的建立时间, 而对分辨率的要求较低, 这时用户可选择具有 Sinc 或 Sinc^3 滤波特性的 MAX1400 系列 Σ - Δ 型 ADC。

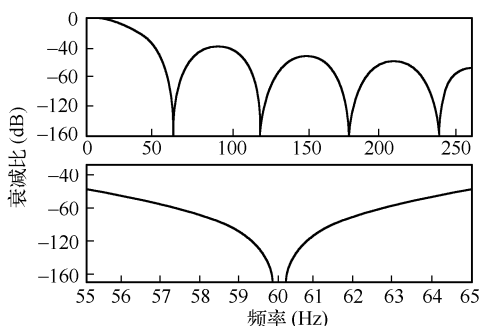


图 A-64 具有低通特性的 Sinc^3 滤波器

Sinc 滤波器的建立时间只有一个数据周期。由于带宽被输出数字滤波器降低, 输出数据速率可低于原始采样速率, 但仍满足奈奎斯特(Nyquist)定律。这可以通过在频域保留某些采样而丢弃其余采样来实现, 这个过程就是所谓的按 M 因子“抽取”。 M 因子为抽取比例, 可以是任何整数值。在选择抽取因子时应该使输出数据速率高于两倍的信号带宽。这样, 如果以频率 f_s 对输入信号进行采样, 滤波后的输出数据速率可降低至 f_s/M , 而不会丢失任何信息。

可以看出 Σ/Δ 型 ADC 以其良好的抗干扰性能和极高的分辨率而应用于多种场合, 如智能仪器仪表、医疗器械、数字音频接收器等。但是, 在实际使用时还应注意以下几个问题。

第一, 应使转换器驱动电路尽量靠近转换器, 以便把外部电路之间以及开关电容节点之间引线产生的感抗减到最小, 从而减小输入的建立时间, 并把从输入端到电路板其他部件的辐射减到最小;

第二, 必须考虑时钟信号对 ADC 的干扰;

第三, 需考虑抗混叠滤波问题。只要尽量避免这些问题的发生, 便可充分发挥其分辨率高、线性度好、易操作等优点, 使其在模数转换场合得到更充分的应用。

5. V/F 变换技术

V/F 变换器的原理是将输入的模拟电压信号线性地变换成对应频率值的数字脉冲信号, 变换后单位时间内数字脉冲的个数正比于所测的模拟电压。这种 V/F 变换器的输出脉冲对其输入信号直接跟踪, 不需要采样时钟脉冲信号、转换命令信号或任何形式的外部逻辑电路, 只需用

数字信号处理器在一定时间内直接对输出的脉冲进行计数处理,即可获得二进制或十进制数据,该数据即表示计数期间内输入信号的平均值。因此,V/F 变换器相对于 Δ - Σ 变换器在电路设计上简单很多。

V/F 变换器的关键技术参数是“最高工作频率”,它等于 V/F 变换器每秒钟测量次数(即采样频率)与分辨率的乘积。实际工作频率约为最高工作频率的一半。V/F 变换器最高工作频率为 500kHz 的有代表性的转换器有 VFC32、AD650,技术较先进的 AD652 最高工作频率可达到 2000kHz。如果按每秒测量 20 次计算,频率 500kHz 的 V/F 变换器理论上最高能达到的分辨率为二进制 17 位,相当于 2.5V 范围信号的能区分的最小电压为 20 μ V;频率 2000kHz 的 V/F 变换器理论上最高能达到的分辨率为 19 位,能区分的最小电压为 5 μ V。因此,它们多见于较早期的色谱数据处理机和比较低廉的色谱工作站。

A.3 数字信号处理技术

数字信号处理是 20 世纪 60 年代前后发展起来的一门新兴学科。在近半个世纪的发展中,数字信号处理技术的发展始终是伴随数字信号处理理论的进步、成熟和集成电路的技术进步。数字信号处理技术的迅速发展是从 20 世纪 60 年代开始的,其主要标志是两项重大进展,即快速傅里叶变换(FFT)算法的提出和数字滤波器设计方法的完善。

1. 数字信号处理的发展

自 1822 年傅里叶在研究热传播理论时发现傅里叶级数及其理论以来的 100 多年中,科学家们一直在研究数字信号处理的基础理论和应用。在 20 世纪 60 年代初期,数字信号处理的基础理论已经比较成熟,研究重点集中在各种应用算法研究和算法的快速实现方法上。包括离散信号分析及变换理论、各种 DFT 快速变换算法及理论、数字滤波器分析与设计方法等。1965 年 Cooler 和 Tukey 提出了快速傅里叶算法(FFT),使傅里叶分析的速度提高了数百倍,奠定了数字信号处理的应用基础。但由于受计算机技术和数字技术发展水平的限制,计算速度不快,此时数字信号处理的实现技术一直处于实验室研究阶段。20 世纪 70 年代后,集成电路技术的发展促进了 FFT 和数字滤波器等算法在硬件上的实现。随着电子计算机、大规模集成电路(LSI)技术的发展,美国德州仪器公司在 1981 年研制出了第一片数字信号处理器 TMS320C10DSP,之后各种数字信号处理器不断出现和成熟。通用数字信号处理器的内部结构已采用改进的哈佛结构和乘法累加器硬件单元,但并行处理的能力还比较弱。

20 世纪 90 年代以后,超大规模集成电路(VLSI)技术,以及微处理器技术和计算机技术的迅猛发展,数字信号处理无论在理论上还是在工程应用上,都是发展最快的学科之一,并且日趋完善和成熟。20 世纪 90 年代中后期,Internet 网络迅猛发展和高清晰度数字电视的研究及各种网络通信、多媒体技术的普及和应用,极大地刺激了数字信号处理理论尤其是数字信号处理技术在工程上的实现和推广应用。数字信号处理理论也由经典理论发展到现代信号处理理论,模糊逻辑、小波变换、神经网络等理论成为新的研究热点。

数字信号处理器(DSP)的长足发展主要是为了满足通信、雷达、数字电视等领域对实时数字信号处理的需要。实时处理要求处理器具有极快的处理速度,能够对外部事件迅速做出反应,并且具有强大的数据吞吐能力。面对 DSP 巨大的市场和广阔的发展前景,世界上最大的几个半导体公司(如 TI、AD 等)都进行了巨大投资。不同公司的 DSP,侧重点有所不同,使用者可以根据实际需要选择合适的型号。目前数字信号处理技术正以惊人的速度向纵深和高级的方向发展,应用范围仍在不断扩展,这种趋势还会持续一个较长时期,未来的发展可能会比过

去的进程更为激动人心，必将引起某些应用领域的飞跃性转折。

2. 数字信号处理的优势

数字信号处理系统具有以下一些明显的优点：

(1) 精度高。模拟系统的精度由元器件决定，模拟元器件的精度很难达到 10^{-3} 以上，而数字系统只要 14 位字长就可达到 10^{-4} 的精度。在高精度系统中，有时只能采用数字系统。

(2) 可靠性高。因为数字系统只有两个信号电平“0”和“1”，因而受周围环境的温度及噪声的影响较小。而模拟系统的元器件都有一定的温度系数，且电平是连续变化的，易受噪声、温度等外界环境影响。

(3) 灵活性大。数字系统的性能主要是由乘法器的系数决定，而系数存放在系数存储器中，因而只需改变存储系数就可得到不同的系统，比改变模拟系统方便得多。随着工艺水平的提高，集成度越来越高，可运用的频率也越来越高。

(4) 时分复用。时分复用就是利用数字信号处理器同时处理几个通道的信号。由于某一路信号的相邻两个抽样值之间存在着很大的时间间隔，因而可在同步器的控制下，在此时间空隙中送入其他路的信号，而各路信号公用同一个信号处理器，它在同步器的控制下，计算完一路信号后再算另一路信号。处理器的运算速度越快，能处理的信道也就越多。

(5) 容易大规模集成。由于数字器件具有高度规范性，并且对电路参数的要求不严，故便于大规模集成和生产，产品的成品率高，而且实现相同功能的数字器件比实现同样功能的模拟器件所需要的体积和重量都要小很多。

3. 常用的数据处理算法

(1) 测量数据的拟合

光信号经过光电探测、信号调理、信号数字化转换后形成一组数字量，有时候需要对数字量进行拟合，以得到所要测量的物理量。对所测量数据进行拟合的关键是找到一个合适的校正函数。根据对传感器特性的标定情况，数据拟合的方法有：线性拟合、多项式拟合及三角函数拟合等，在拟合的过程中经常使用插值、查表、实测数据预处理等方法。

对传感器的标定应在同一位置上进行多次测量，然后，根据误差处理原则，舍弃其中的粗大误差点。实测表明，在一个周期内，每个点具有固定的位置，可以根据误差曲线的特征，通过比较数值的大小，查出粗大误差点。但是，不能简单地把这些误差点剔除，否则，会造成曲线的相位移动。应该用相邻周期的同相位的正确点来代替误差点。误差点剔除后的误差曲线就是所要处理的原始曲线，如图 A-65 所示。

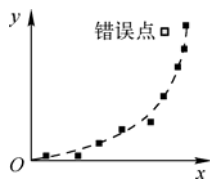


图 A-65 曲线拟合中误差点的替代方法

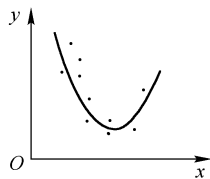


图 A-66 多项式拟合

① 线性拟合

最小二乘法从几何意义上讲，就是寻求与给定点 ($i=0,1,\dots,m$) 的距离平方和为最小的曲线。函数称为拟合函数或最小二乘解，求拟合函数的方法称为曲线拟合的最小二乘法。拟合后的表达式为

$$y = a_1 x + a_0 \quad (\text{A-54})$$

式中

$$a_0 = \left[\left(\sum_{i=1}^n y_i \right) \left(\sum_{i=1}^n x_i^2 \right) - \left(\sum_{i=1}^n x_i y_i \right) \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \right] / \left[n \left(\sum_{i=1}^n x_i^2 \right) - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right]$$

$$a_1 = \left[\left(\sum_{i=1}^n x_i y_i \right) \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) - \left(\sum_{i=1}^n y_i \right) \right] / \left[n \left(\sum_{i=1}^n x_i^2 \right) - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right]$$

x_i 为第 i 次的输入, y_i 为第 i 次的响应输出。

② 多项式拟合

$$y = a_1 + a_2 x + a_3 x^2 + \cdots + a_m x^{m-1} \quad (\text{A-55})$$

式中, $a_1 = \frac{1}{m} \sum_i y_i$, $a_{i+1} = \sum_i x_i y_i / \sum_i x_i^2$, x_i 为第 i 次的输入, y_i 为第 i 次的响应输出。多项

式拟合的结果如图 A-66 所示。

(2) 数字信号的相关算法

相关算法在数字信号处理中是一种常用的算法, 它的目的是利用自相关方法从具有较大随机噪声的信号中提取周期信息。比如在光学领域中, 利用可编程空间光调制器和数字调制声表面波传感器研制开发的相关仪, 利用光学镜头固有的傅里叶变换做相关分析。在一维光电器件中做信号探测等都要用到相关算法。

对于两个平稳随机信号 $x(t)$ 和 $y(t)$, 它们的自相关函数可以表示为

$$R_x(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [x(t-\tau)x(t)] dt \quad (\text{A-56})$$

其互相关函数为

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [x(t-\tau)y(t)] dt \quad (\text{A-57})$$

但是在式 (A-56) 和 (A-57) 中, 积分时间为无穷大, 这在实际应用中是不可能实现的。实际运算常常在有限的积分时间 T 内计算相关函数的估计值, 即

$$\hat{R}_x(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T [x(t-\tau)x(t)] dt \quad (\text{A-58})$$

$$\hat{R}_{xy}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T [x(t-\tau)y(t)] dt \quad (\text{A-59})$$

式中, $\hat{R}_x(\tau)$ 表示 $x(t)$ 的自相关函数 $R_x(\tau)$ 的估计值, $\hat{R}_{xy}(\tau)$ 表示 $x(t)$ 和 $y(t)$ 的互相关函数 $R_{xy}(\tau)$ 的估计值。因为积分时间有限, 所以估计值结果会有偏差, 但只要积分时间相对于信号周期足够长, 这种偏差就可以控制在许可的范围内。

但这种相关估计是模拟的积分方式, 实际进入数字信号处理器中的数据是数字信号, 因此还需要一种叫数字累加的相关方式。它是将被测信号 $x(t)$ 和 $y(t)$ 取样, 并进行模数转换, 得到离散的数字信号 $x(n)$ 和 $y(n)$, 再利用累加平均的方法实现上述的积分运算, 相应的运算过程为

$$\hat{R}_x(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n-k)x(n) \quad (\text{A-60})$$

$$\hat{R}_{xy}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n-k)y(n) \quad (\text{A-61})$$

式中, N 为累加平均的次数, k 为延时序号。

(3) 数字信号的滤波

将光信号转换成电信号后, 往往要对该信号进行调理。其中模拟滤波是信号调理的一种方法, 但只有模拟滤波往往还不能满足系统测量精度的要求, 数字滤波器除了具有数字信号处理的一般优点, 即稳定性、重复性和适应性好之外, 还具有高性能(没有相位偏差)和可预见性:

可以用仿真软件来对一个设计进行预先测试。数字滤波器在各领域有着广泛的应用。

一般情况下, 数字滤波器是一个线性时不变离散时间系统, 利用有限精度算法来实现。数字滤波器的设计一般包括如下四个步骤:

① 按任务要求, 确定所需要设计的滤波器性能。

② 使用一个因果稳定的离散线性时不变的系统函数去逼近这一性能要求, 这是因为理想的频率响应是不可能实现的, 其幅度响应在各频带之间是突变的, 因而其单位抽样响应是非因果的、不可实现的, 只能对其逼近。逼近所用的系统函数有无限长单位冲激响应(IIR)系统函数与有限长单位冲激响应(FIR)系统函数两种。

③ 利用有限精度算法来实现这个系统函数。这里包括选择运算结构, 选择合适的字长, 以及有效数字的处理方法等。

④ 实际的技术实现, 包括采用通用计算机软件或专用数字滤波器硬件来实现, 或者采用专用的或通用的数字信号处理器来实现。

4. 数字信号处理实现方法

(1) 采用大、中小型计算机和微机。工作站和微机上各厂家的数字信号处理软件, 如各种图像压缩和解压软件, 可适用于各种数字信号处理的应用场合, 很灵活。

(2) 用单片机。由于单片机发展已经很久, 价格便宜, 且功能很强。其优点是: 可根据不同环境配备不同单片机, 可实时控制, 但数据运算量不能太大。

(3) 利用通用 DSP 芯片。DSP 芯片较之单片机有着更为突出的优点。如内部带有乘法器、累加器, 采用流水线工作方式及并行结构, 多总线、速度快, 配有适于信号处理的指令(如 FFT 指令)等。

目前市场上的 DSP 芯片有: 美国德州仪器公司(TI)的 TMS320CX 系列 DSP, 市场占有率 90%; AT&T 公司的 dsp16,dsp32 系列; Motorola 公司的 dsp56x,dsp96x 系列; AD 公司的 ADSP21X,ADSP210X 系列等。

(4) 利用特殊用途的 DSP 芯片。市场上推出专门用于 FFT、FIR 滤波器, 卷积、相关等专用数字芯片。例如: BB 公司的 DF17XX 系列; MAXIM 公司的 MAXIM27X 及 MAXIM28X; National 公司的 National-SEMI 系列和 MF 系列。其软件算法已在芯片内部用硬件电路实现, 使用者只需给出输入数据, 就可在输出端直接得到数据。

5. 数字信号处理技术的应用

(1) 语音处理。在语音应用领域, 当前存在三种系统: 语音分析系统、语音综合系统和语音分析综合系统。语音分析系统能够对语音进行自动识别, 它能识别语音, 辨认说话的人是谁, 且破译后, 能立即做出判决。语音综合系统是一种声音响应的计算机终端, 可以用于盲人的自动阅读, 是一种会说话的玩具, 在家用电器(CD,VCD,DVD)领域也有广泛的应用。语音分析综合系统主要实现对语音的存储和检索, 广泛应用于电话窃听, 能够实现语音编码、语音合成、语音识别、语音增强、说话人确认、语音邮件、语音存储等。

(2) 图像处理。数字信号处理技术中成功应用的图像处理方法有: 数据压缩、图像复原及图像的增强与清晰化。由于单个数字图像以 1 兆个采样值的量级表示, 所以要求高性能的处理机、高密度的数据存储器, 即要求高速度硬件。

(3) 雷达。在军事上, 雷达、计算机、射击武器等组成一个自动控制系统。

当目标进入雷达的作用半径以内并被雷达自动跟踪时, 雷达就测量出目标的当前位置(距离、方位角和高低角), 并把数据送入计算机, 推算出目标的航向、航速, 引导导弹或自动火炮去击中目标(爱国者导弹对飞毛腿导弹)。雷达系统是应用高性能数字信号处理技术的

典型例子。

(4) 通信。整个通信领域几乎没有不受数字信号处理技术影响的地方。数字技术已用于信号的调制、解调、滤波、混频、检波和多路传输等方面。语音数据压缩与解压缩是数字信号处理的重要内容。在电信领域, 数字处理技术已发展到音调检测、回波清除、数字开关网和自适应均衡、数据加密、数据压缩、可视电话、移动通过等。许多音频通信的信号处理功能, 已由单块集成电路实现。

练习与思考题

A-1 设计光电检测电路时有哪些技术要求?

A-2 光学检测系统电路的带宽如何选取?

A-3 光学检测系统的噪声有哪些类型? 如何减小噪声的影响?

A-4 前置放大器设计时应考虑哪些问题? 如何减小前置放大器的噪声?

A-5 弱光检测的特点是什么? 有哪些检测方法?

A-6 数字信号具有较强的抗干扰能力, 模拟信号向数字信号转换有哪些方法?

A-7 现有一个测试任务, 测试的场所在测试时具有较大的辐射, 测试人员需要远离测试现场, 测试场所具有大型的测试设备, 开启设备时供电电源非常不稳定, 所测试的信号是非常微弱的光信号, 要求高速高可靠地测试该项目, 试设计该测试系统。

参考文献

- 1 张正. 超声波探伤信号的数字处理技术的研究. 天津大学硕士论文, 2007
- 2 郁道银, 谈恒英. 工程光学. 第2版. 北京: 机械工业出版社, 2006
- 3 高晋占. 微弱信号检测. 第2版. 北京: 清华大学出版社, 2011
- 4 程佩青. 数字信号处理教程. 第3版. 北京: 清华大学出版社, 2007

反侵权盗版声明

电子工业出版社依法对本作品享有专有出版权。任何未经权利人书面许可，复制、销售或通过信息网络传播本作品的行为；歪曲、篡改、剽窃本作品的行为，均违反《中华人民共和国著作权法》，其行为人应承担相应的民事责任和行政责任，构成犯罪的，将被依法追究刑事责任。

为了维护市场秩序，保护权利人的合法权益，我社将依法查处和打击侵权盗版的单位和个人。欢迎社会各界人士积极举报侵权盗版行为，本社将奖励举报有功人员，并保证举报人的信息不被泄露。

举报电话：(010) 88254396；(010) 88258888

传 真：(010) 88254397

E-mail: dbqq@phei.com.cn

通信地址：北京市海淀区万寿路 173 信箱

电子工业出版社总编办公室

邮 编：100036



欢迎登录 **免费** 获取优质教学资源
<http://www.hxedu.com.cn>

光电信息科学与工程类专业规划教材

光学测试技术

本书从基本原理出发，着重阐述各种物理量的光学测试技术、方法和手段，选材上注重基础理论性、实用性和先进性，是学习、掌握先进的精密测试技术的一本入门教材和技术实用书籍。

本书包括6章内容，分别为绪论、光干涉技术、光衍射技术、光调制及扫描技术、光纤传感技术和光纳米传感与测量技术；附录部分主要讲述光信号的探测方法及其相应电信号的处理方法。

本书可作为高等学校光电工程专业、测试计量技术及仪器专业，以及光学工程、精密仪器、控制与测量等专业本科生及研究生的教材，也是工程技术与科研人员的有益参考书。



策划编辑：韩同平
责任编辑：韩同平
封面设计：张 昱

ISBN 978-7-121-20194-3



9 787121 201943 >

定价：49.90 元